Zweiprotonentransfer beim Schalenabschluß N=28 und Untersuchungen zum Paarungsvibrationsmodell

I N A U G U R A L D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Freien Universität Berlin

Fachbereich Physik

vorgelegt von

Heinz Kluge

aus Berlin

- Dezember 1973 -

1974

Zweiprotonentransfer beim Schalenabschluß N=28 und Untersuchungen zum Paarungsvibrationsmodell

I N A U G U R A L D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Freien Universität Berlin

Fachbereich Physik

vorgelegt von

Heinz Kluge

aus Berlin

- Dezember 1973 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Gutachter: Prof. Dr. K.H. Lindenberger

2. Gutachter: Prof. Dr. D. Quitmann

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Februar 1974

Tag der Promotion:

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1 Zusammenfassung	
2 Einleitung	1
3 Modelle	4
3.1 Das Paarungsvibrationsmodell (PVM)	4
3.2 Das Schalenmodell (SM)	14
3.2.1 Reine j^n-Konfigurationen	14
3.2.2 Schalenmodellrechnungen	15
4 Apparatur	16
4.1 Beschleuniger, Strahlkompression	16
4.2 Elektronik	16
4.3 Targets, Ansprechwahrscheinlichkeit	18
4.4 Typische Meßbedingungen	19
5 Meßergebnisse, Analyse und Diskussion	19
5.1 Meßergebnisse	19
5.1.1 Flugzeitspektren	19
5.1.2 Auswertung und Winkelverteilungen	20
5.2 Analyse und Diskussion	23
5.2.1 Auswahlregeln	23
5.2.2 DWBA-Formalismus	26
5.2.3 Optische Potentiale	28
5.2.4 Spins, Paritäten und Wirkungsquerschnitte	30
5.2.5 Isobare Analog-Zustände	39
6 Diskussion der Modelle	44
6.1 Grundzustände	44
6.2 Vergleich mit PVM und SM	45
6.3 Angeregte Zustände	51
6.4 Energien im PVM	54
6.5 Weitere 0^+-Zustände	58
6.6 Übergangsstärke und Deformation	58
6.7 Schlußbemerkung	60
7 Literaturverzeichnis	

1. ZUSAMMENFASSUNG

Die Reaktionen $^{54}Fe(\tau,n)^{56}Ni$, $^{52}Cr(\tau,n)^{54}Fe$, $^{50}Cr(\tau,n)^{52}Fe$, $^{50}Ti(\tau,n)^{52}Cr$ und $^{48}Ti(\tau,n)^{50}Cr$ wurden mit Hilfe einer Flugzeitapparatur mit der besten bisher erreichten Energieauflösung bei einer Einschußenergie von 13 MeV untersucht. Die Winkelverteilungen wurden im Bereich von 0° bis 55° gemessen und unter der Annahme eines direkten Reaktionsmechanismus analysiert. Im gesamten Massen- und Anregungsenergiebereich ist die Übereinstimmung zwischen den experimentellen und den mit der DWBA berechneten Winkelverteilungen sehr gut. Es wurden keine Zustände unnatürlicher Parität beobachtet.

Die Niveauschemata der untersuchten Kerne wurden wesentlich erweitert. Insgesamt konnten 84 neue Zustände identifiziert und 57 Spins erstmalig bestimmt werden. Weiterhin konnten Isospinzuordnungen getroffen werden.

In den Spektren dominieren einige wenige Zustände. Es sind durchweg 0^{+}-Niveaus, wie dies vom Paarungsvibrationsmodell vorhergesagt wird. Die harmonische Form dieses Modells beschreibt die Abhängigkeit der Grundzustandstransferstärken von der Neutronenzahl korrekt, versagt jedoch bei der Beschreibung des beobachteten Abfalls des Wirkungsquerschnitts zu kleinerem Z. Ganz ähnlich verhält sich das reine Schalenmodell, obwohl es bei der Z-Abhängigkeit besser abschneidet. Auch die energetische Lage der Paarungsniveaus wird nur mäßig gut wiedergegeben.

Werden Anharmonizitäten zugelassen, d.h. Wechselwirkungen zwischen den Phononen des Modells, so wandelt sich das Bild erheblich: die Grundzustandsstärken und die Lage der Grundzustände werden innerhalb der Meßfehler reproduziert und die Energie der angeregten 0^{+}-Niveaus wird auf 5% genau wiedergegeben.

Die Vorhersage der Transferstärken zu den angeregten 0^{+}-Zuständen kann über alle fünf Kerne gemittelt als gut bezeichnet werden.

2. EINLEITUNG

Bei der Konferenz über Kernstruktur Dubna 1968[1], die das Paarungsvibrationsmodell als einen ihrer thematischen Schwerpunkte hatte, lagen bereits erste experimentelle Ergebnisse vor[2], die starke Hinweise auf die Existenz der neuen, vom Modell vorhergesagten kollektiven Anregung von Kernen gaben. Diese Experimente wurden in überwiegendem Maße im Bereich von ^{40}Ca bis ^{56}Ni durchgeführt, da diese Massengegend drei doppelt magische Kerne einschließt und deshalb ganz besonders für derartige Untersuchungen geeignet ist. Durch die erfolgversprechenden Untersuchungen stimuliert, nahm die Anzahl der Arbeiten über das Modell in den letzten Jahren wesentlich zu. In allen Bereichen des periodischen Systems begann die Suche nach Zuständen, die Kandidaten für Paarungsvibrationen sein können.

Wie der Name bereits sagt, spielen im Paarungsvibrationsmodell korrelierte Nukleonenpaare die wesentliche Rolle. Die Vorhersagen dieses Modells betreffen die energetische Lage von Grund- und angeregten Zuständen, sowie die Stärke mit der sie in den verschiedenen Zwei-Nukleon-Transfer-Reaktionen bevölkert werden.

Neben inelastischen Streuprozessen sind zum Test von Zweiteilchenkorrelationen ganz besonders die Transferreaktionen geeignet, die zwei Nukleonen übertragen. Ihre Aussagen sind dabei mit denjenigen vergleichbar, die mittels des Einnukleontransfers in Bezug auf die Untersuchung von Einteilchenstärken gewonnen werden. Die Zweiteilchenübergangsstärke ist ein wertvolles Hilfsmittel für die Überprüfung von Modellwellenfunktionen. Es gibt dafür zwei Gründe:

1. Die Transferreaktion beinhaltet eine kohärente Überlagerung verschiedener Komponenten und ist somit in der Empfindlichkeit auf Details der Nukkleonenbewegung vergleichbar mit elektromagnetischen Übergängen oder der inelastischen Streuung, mit dem zusätzlichen Vorteil der Selektivität.
2. Dieselben Wechselwirkungskräfte, die den Transfer verstärken, bewirken auch die sehr starken Korrelationen, die für kollektive Kernbewegung durch Kräfte kurzer Reichweite verantwortlich sind.

Inzwischen liegen aus allen Massenbereichen Untersuchungen zum Paarungsvibrationsmodell vor. Es wurden alle technisch möglichen Reaktionen benutzt, einschließlich Schwerionenreaktionen. Letztere trugen allerdings nicht wesentlich zu einer Klärung bei, da ihr Reaktionsmechanismus und ihre Strukturfaktoren noch relativ unbekannt sind.

Diese neuen Experimente werfen ihrerseits neue Fragen auf. Während anfänglich im Gebiet um N = 28 ein Bild völliger Übereinstimmung mit dem Modell herrschte, häufen sich jetzt die Widersprüche. Sie betreffen die energetische Lage von Zuständen und die Übergangsstärken. Bohr[1] hat bereits angedeutet, daß eine Wechselwirkung zwischen den korrelierten Paaren nicht vernachlässigt werden kann. Erst kürzlich[3] wurde versucht, diese Fragen für die Cerisotope zu beantworten. Sørensen konnte für die Rechnungen zu den Zirkonisotopen[4] ebenfalls nur bescheidenen Erfolg verbuchen. Diese Probleme werden in dieser Arbeit behandelt. Es wird auch geprüft, ob das Schalenmodell die untersuchten Zustände beschreibt.

Der weitaus überwiegende Anteil der bisherigen Experimente behandelt Reaktionen mit geladenen Reaktionsprodukten, nämlich (t,p)- und (p,t)-Reaktionen. Die (p,τ)- und (τ,p)-Reaktionen haben den Nachteil, daß für $T_<$-Zustände sowohl Transfer mit S = 0, T = 1 als auch mit S = 1, T = 0 möglich ist, wobei der relative Anteil beider Möglichkeiten unbekannt ist. Zum Zeitpunkt des Beginns dieser Arbeit war nur ein (τ,n)-Experiment[5] bekannt, das zur Diskussion zur Verfügung stand. Auch bei diesem erschwerten schlechte Auflösung, geringe Zählstatistik und die Unkenntnis des absoluten Wirkungsquerschnitts präzise Aussagen zum Paarungsvibrationsmodell.

Der Zweineutronentransfer war also bereits relativ gut bekannt, während es über den Zweiprotonentransfer zu Paarungsvibrationen fast keine Informationen gab. Abhilfe bringt nur die (τ,n)-Reaktion, da Schwerionenreaktionen aus den oben genannten Grün-

den und (n,τ) aus technischen Gründen nicht in Frage kommen. Die Einrichtung hochauflösender Neutronen-Flugzeitanordnungen, wie der in dieser Arbeit benutzten, machten die für den vorliegenden Problemkreis interessante (τ,n)-Reaktion experimentell zugänglich.

Parallel zu dieser Arbeit lief im gleichen Massenbereich ein (τ,n)-Experiment[6] bei einer Einschußenergie von 18 MeV, jedoch mit nur etwa halb so guter Energieauflösung. Ebenfalls bekannt geworden sind erste Ergebnisse zweier anderer Messungen bei 14 MeV[7] und 15 MeV[8] Einschußenergie. Zum einen wurden bei diesen Arbeiten nur Daten für die Grundzustandsübergänge veröffentlicht, zum anderen widersprechen sich die drei Messungen in wesentlichen Punkten. Die Lage auf der Seite des Zweiprotonentransfers blieb also weiterhin ungeklärt.

Ein anderer Schwerpunkt der Arbeit ist die Untersuchung von Niveauschemata. Die (τ,n)-Reaktion ist hierfür hervorragend geeignet, da strenge Auswahlregeln existieren und Kerne untersucht werden können, die bisher aus Mangel an geeigneten Targets nur schwer zugänglich waren. Ein zusätzlicher Vorteil ist dabei, daß wegen der meist stark positiven Q-Werte der Reaktionen hochangeregte Zustände beobachtet werden können. Weitere Untersuchungen betreffen Coulombenergiedifferenzen, isobare Niveaus und Fragen des Reaktionsmechanismus.

Im folgenden Kapitel wird das Paarungsvibrationsmodell eingeführt und parallele Aussagen des Schalenmodells angegeben. Die Durchführung der (τ,n)-Experimente wird im 4. Kapitel beschrieben, die Ergebnisse und ihre DWBA-Analyse im 5. Kapitel zusammen mit den ermittelten L-Werten und den daraus abgeleiteten Spin-, Parität- und Isospin-Zuordnungen. Den Vergleich mit dem Paarungsvibrationsmodell und dem Schalenmodell samt Schlußfolgerungen enthält das letzte Kapitel.

3. Modelle

3.1 Das Paarungsvibrationsmodell

Ein natürlicher Ausgangspunkt für die Diskussion von Zuständen sowohl kollektiven als auch nichtkollektiven Charakters stellt das Schalenmodell dar. Die Kerne, die sich nur um ein Nukleon von denen mit doppelt abgeschlossener Schale unterscheiden, werden am besten mit den Einteilchenbahnen des Schalenmodells beschrieben. Werden mehrere Teilchen von abgeschlossenen Schalen entfernt bzw. hinzugefügt, so wächst der Einfluß der Restwechselwirkung, d.h. der Teil der Nukleon-Nukleon-Kraft, der nicht durch das mittlere Potential repräsentiert wird. Eine exakte Behandlung des Falls mit einigen Teilchen außerhalb abgeschlossener Schalen ist sehr schwierig, wenn nicht gar unmöglich.

Im Paarungsmodell wird eine sehr einfache Kraft als Restwechselwirkung angenommen, die Paarungskraft. Diese Wechselwirkung gibt in vereinfachter Form die Wirkung einer sehr kurzreichweitigen Kraft wieder, z.B. einer mit der Reichweite O (δ-Kraft), deren wesentlichste Eigenschaften im folgenden erläutert werden sollen. Es seien zwei gleiche Teilchen in derselben j-Schale, d.h. es liege eine Konfiguration (j^2) gekoppelt zu J vor. Trägt man den Erwartungswert der Restwechselwirkung $\langle\delta\text{-WW}\rangle$ über J auf, so ergibt sich bei anziehender δ-Kraft ein Energieminimum bei J = O (Abb. 1; j^2 kann nur zu geradem J koppeln und J = 2j ist für identische Teilchen verboten).

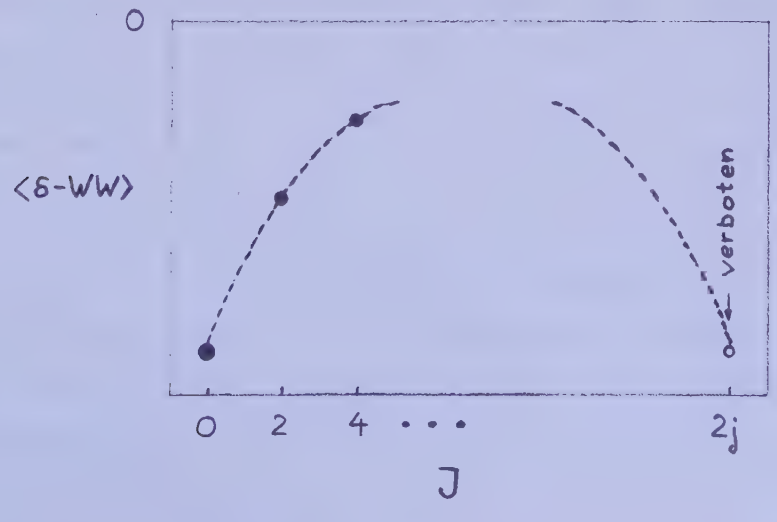


Abb. 1

Der Zustand $\langle j^2;\ J = 0|$ ist also energetisch ausgezeichnet. Er liegt am tiefsten und zwar deshalb, weil klassisch gesehen, die Bahnebenen der beiden Teilchen zusammenfallen (bei jedem anderen erlaubten J bilden sie einen Winkel $\neq 0$ miteinander). Sie halten sich am häufigsten nahe beieinander auf, und die kurzreichweitige Anziehung kommt voll zur Wirkung. Ein wesentliches Charakteristikum der Paarungskraft sind demnach die zu J = 0 gekoppelten besonders stabilen Nukleonenpaare.

Es soll jetzt der Fall betrachtet werden, bei dem sich die beiden Nukleonen nicht nur in einer j-Schale befinden, sondern über mehrere Schalen verteilt sind. Eine Konfiguration

$$\langle \psi| = \sum_j \alpha_j \langle j^2, J=0|$$

weist alle Merkmale eines kollektiven Zustands auf. Insbesondere spielt bei bestimmten Erwartungswerten Kohärenz zwischen den einzelnen Komponenten eine Rolle. Ein derartiger Zustand ist vergleichbar z.B. mit der kohärenten Überlagerung von Teilchen-Loch-Zuständen der Konfiguration $(j_1^{-1} j_2^1)$. Auf diese Weise bilden sich die bekannten kollektiven Vibrationen wie die Quadrupol (2^+)- oder Oktupol (3^-)-Schwingung. Durch Wahl geeigneter α_j's ist eine Konfiguration erreichbar, die gegenüber einer reinen, zu J = 0 gekoppelten, energetisch noch weiter abgesenkt ist. Eine solche Konfiguration $\langle\psi|$ wird nun als das "Phonon" des Paarungsvibrationsmodells angesehen. Die innere Struktur wird zunächst als unwichtig behandelt. Die Phononen werden dadurch erzeugt, daß in einer Reaktion zwei Nukleonen mit L = 0 übertragen werden (z.B. $A \rightarrow A + 2$). Man regt ein Phonon nach dem anderen an, indem man schrittweise von einem Kern mit $A = N_o$ zu $N_o + 2$, $N_o + 4$ usw. geht. Mit jedem Phonon ändert sich die Teilchenzahl um zwei. Gibt es zwischen den Phononen, d.h. zwischen den korrelierten Paaren,keine Wechselwirkung, so hängt die Energie der erreichten Kernzustände linear von der Anzahl der Phononen, also der Paare, ab (Abb. 2).

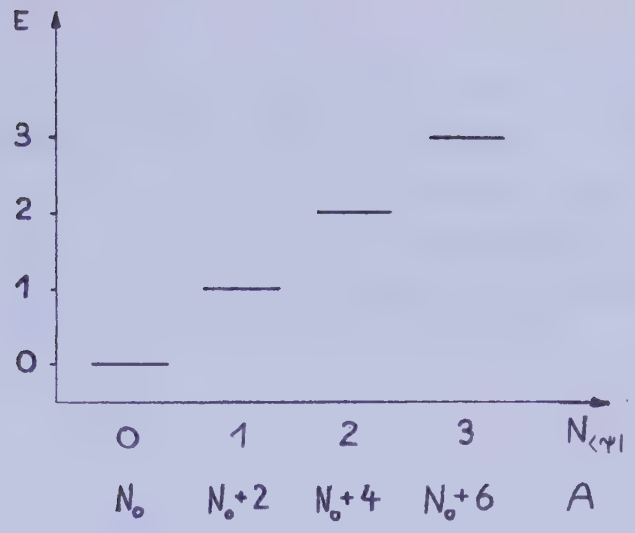


Abb. 2

Diese lineare Abhängigkeit entspricht völlig den Verhältnissen beim harmonischen Oszillator: Die Energie ist proportional der Zahl der Oszillationsquanten (Phononen). Daher kommt der Name Paarungsvibrationen.

Bisher wurden immer Teilchen hinzugefügt. Mit den Löchern verhält es sich ebenso. Man erhält den Ast $A \rightarrow A - 2 \rightarrow A - 4$ usw. Weiterhin ist es möglich, beide Äste zu kombinieren. Ausgehend von $A = N_o$ kommt man zunächst durch Hinzufügen zweier Teilchen nach $A = N_o + 2$, dann durch Hinzufügen zweier Löcher zu $A = N_o$, jedoch nicht nur in den ursprünglichen Zustand, sondern auch in einen energetisch höherliegenden Zustand mit einer Energie, die gleich der Summe der Energie des Löcher- und des Teilchen-Phonons ist (Abb. 3).

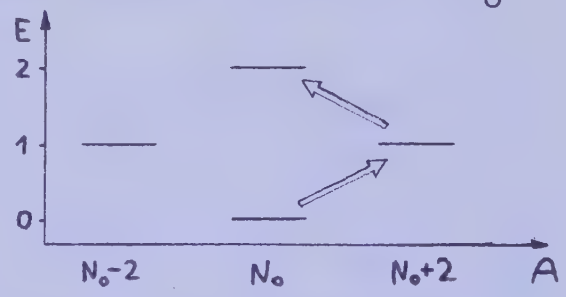


Abb. 3

Es soll jetzt auf die quantitativen Aspekte sowie die Nomenklatur eingegangen werden. Die besprochenen elementaren Anregungen sind durch die Quantenzahlen für den Bahndrehimpuls (λ), die Parität (π), den Isospin (t), den Spin (σ) und die Transferquantenzahl (α) charakterisiert. Die Vibrationsmoden mit $\alpha = 0$ (keine Änderung der Nukleonenzahl) beinhalten Änderungen der Kerndichte, d.h. Anregungen von Nukleonen oder Teilchen-Loch-Korrelationen.

Die Moden mit $\alpha = \pm 2$ beschreiben die durch Teilchen-Teilchen- oder Loch-Loch-Korrelationen hervorgerufenen kollektiven Phänomene. In einem sphärischen Kern überwiegen hierbei die Quanten mit $\lambda^\pi = 0^+$. Sie beinhalten eine Überlagerung von Konfigurationen der Form $(j^2)_0$. Das vollständige Anregungsschema solcher Paarungsvibrationen ist in Abb. 4 dargestellt.

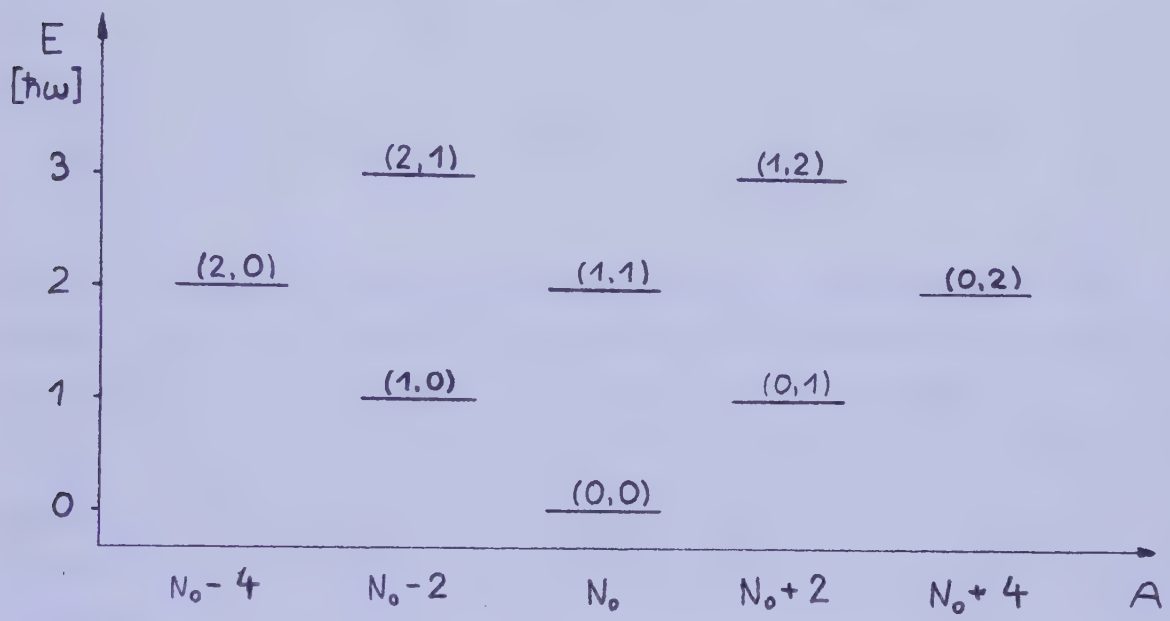


Abb. 4

Die Anregungen basieren auf dem Grundzustand eines Kerns mit der Neutronen- oder Protonenzahl N_o, der bezüglich des Schalenmodells als abgeschlossen angenommen wird. Es gibt zwei verschiedene Moden, $\alpha = -2$ und $\alpha = +2$. Die Anzahl der Quanten wird mit n_α bezeichnet. Die Zustände sind durch den Ausdruck (n_{-2}, n_{+2}) oder (n_r, n_a) charakterisiert. So stellt beispielsweise $(n_{-2}, 0)$ den Grundzustand des Kerns mit der Neutronen- oder Protonenzahl $N = N_o - 2n_{-2}$ dar. Im abgebildeten Schema ist die harmonische Näherung dargestellt, d.h. $E(n_{-2}, n_{+2}) = (n_{-2} + n_{+2})\hbar\omega$. Das bedeutet, daß die Wechselwirkung der Quanten untereinander vernachlässigt wird.

Die Energie eines Löcher- und eines Teilchen-Phonons ist an sich nicht gleich, kann aber durch geeignete Skalierung gleich gemacht

werden. Dies geschieht, indem man folgende Größe betrachtet (s.a. Abb. 4).

$$E(N) = E^{TOT}(N) - E^{TOT}(N_0) - \text{const.}\left[(N-N_0)/2\right] + \text{Coulombanteil} \tag{1}$$

$$\text{const} = \frac{1}{2}\left[E^{TOT}(N_0+2) - E^{TOT}(N_0-2)\right]$$

E^{TOT} = totale Energie des Kerns

$$\hbar\omega = \frac{1}{2}\left[E^{TOT}(N_0+2) + E^{TOT}(N_0-2)\right] - E^{TOT}(N_0)$$

Wie bei einem kollektiven 3^--Zustand (z.B. Oktupolvibration) die Kohärenz der beitragenden Teilchen-Loch-Komponenten so beschaffen ist, daß die E3-Übergangswahrscheinlichkeit besonders groß wird, so ist bei allen korrelierten Paaren $\langle\varphi| = \sum \alpha_j (j^2)_0$ des Paarungsvibrationsmodells derjenige Erwartungswert, der durch die Kohärenzeigenschaften der α_j besonders verstärkt wird, gerade die Amplitude für den Zweiteilchentransfer, der diesen Zustand erzeugt (naturgemäß mit L = 0).

Diese Monopolpaarungsvibrationen ($\lambda = 0$) können dadurch beschrieben werden, daß man die Valenznukleonen mit konstanten Matrixelementen

$$H(\lambda=0) = -G(0) \sum_{\nu\nu'} c^+_\nu c^+_{\bar\nu} c_{\bar\nu'} c_{\nu'}$$

mittels einer Paarungskraft wechselwirken läßt. Die Operatoren c^+ und c erzeugen bzw. vernichten ein Nukleon im Zustand ν bzw. im zeitumgekehrten $\bar\nu$. Der Mittelwert des Paarungsfeldes wird durch G(0) repräsentiert.

Man kann zwei verschiedene Situationen eines derartig wechselwirkenden Systems von Teilchen unterscheiden.

1) Entweder gibt es eine Einteilchenenergielücke um die Fermioberfläche, die von der gleichen Größenordnung oder größer ist als die entsprechende gerade-ungerade Massendifferenz (ein Maß für die Paarungswechselwirkung), so werden zwei Zustände in Zweinukleontransferreaktionen angeregt. Das sind der Grundzustand und die Paarungsvibration. Dieser Fall liegt in der Nähe abgeschlossener Schalen vor und wurde soeben diskutiert (Ca-, Ni-, Zr- und Pb-Isotope). Das gilt ebenfalls für einige deformierte Kerne, bei denen die Energielücke zwischen den Nilssonorbitalen eine vergleichbare Rolle mit der zwischen Einteilchenzuständen spielt (Yb-Isotope).

2) Oder es gibt keine Energielücke der Einteilchenzustände um die Fermioberfläche, oder sie ist kleiner als die Paarungsenergie. Dann liegt eine ähnliche Konfiguration wie bei Festkörpern bei tiefen Temperaturen vor (Sn-Isotope). Da in diesen superfluiden Systemen der Unterschied zwischen Teilchen und Löchern verwischt ist, wird sowohl der Grundzustand als auch die Paarungsvibration, die natürlich beide zueinander orthogonal sind, aus demselben Einteilchenunterraum gebildet. Die Experimente z.B. Sn(t,p), Sn(p,t) zeigen, daß der Übergang zum Grundzustand, verglichen mit einem reinen Zweiquasiteilchenzustand, bedeutend verstärkt ist. Das läßt sich nur dadurch erklären, daß alle Beiträge der verschiedenen Konfigurationen zur Grundzustandsstärke dasselbe Vorzeichen haben. Daraus folgt: die Paarungsvibration wird z.B. im Zweineutronentransfer nur schwach angeregt, da sich die Beiträge zur Transferamplitude in diesem Fall aufheben.

In dieser Arbeit wird der Fall $N_o = 56$ behandelt. Der Kern ^{56}Ni ist die Basis der Anregungen. Die Grundzustände der Kerne ^{54}Fe, ^{52}Cr usw. sind also, durch die Brille des Paarungsvibrationsmodells gesehen, kollektive Anregungen von ^{56}Ni.

Das Modell erfährt eine Erweiterung dadurch, daß die korrelierten J = O Paare eine Isospineinheit beinhalten. Zusätzlich zu den Moden mit $\alpha = \pm 2$ treten solche mit $t_z = -1, 0, +1$ auf, also insgesamt sechs. Addiert man zwei Quanten desselben Typs, so erhält man Zustände mit T = O und 2; die Addition zweier Quanten verschiedenen Typs führt zu T = O, 1, 2. Unsere Nomenklatur wird also erweitert zu (n_r, n_a, T) (s. dazu auch Abb. 5).

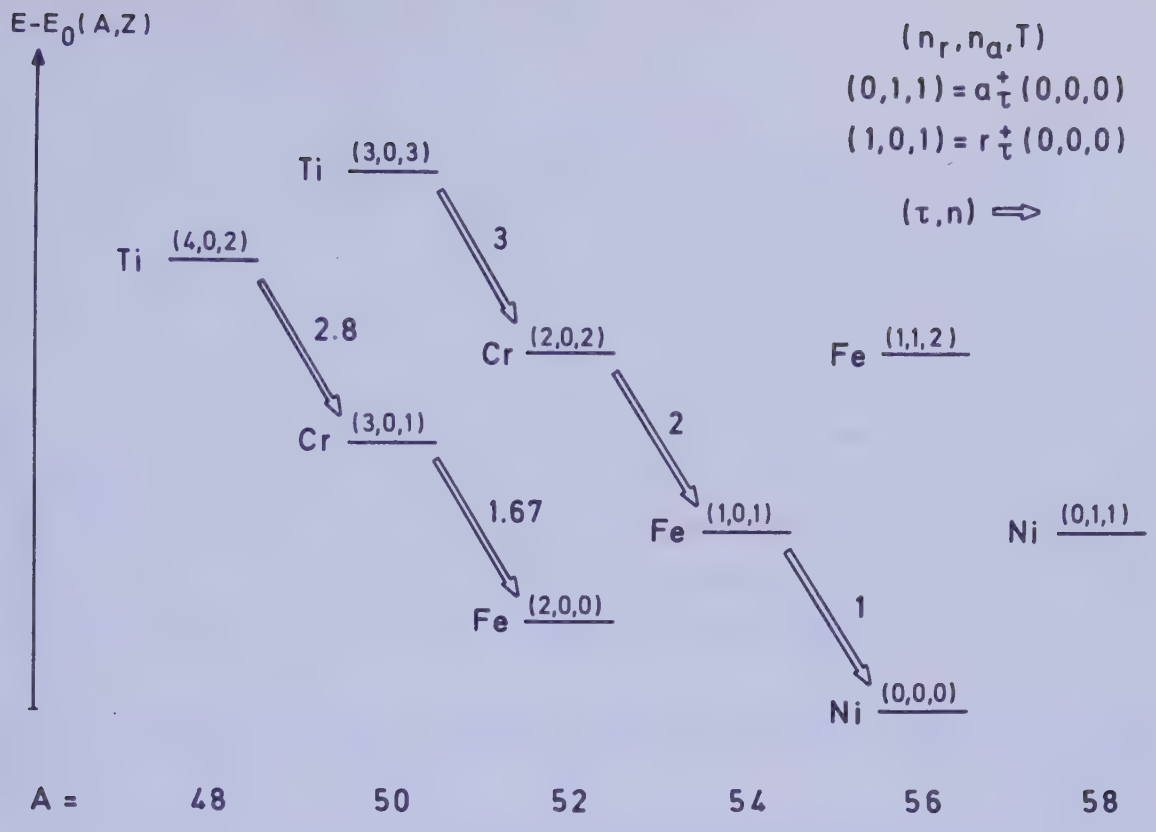


Abb. 5: Lage der Grundzustände in der Darstellung des Paarungsvibrationsmodells. Die Zahlen neben den Übergängen (⟹) sind ein Maß für die theoretisch erwarteten Übergangsstärken.

Wegen der Isospinwechselwirkung ist die Paarungsvibration auch energetisch aufgespalten. Durch den isoskalaren Anteil ist eine Verschiebung möglich.

Wie früher bereits angedeutet, eignet sich für die Formulierung des Paarungsvibrationsmodells naturgemäß das Konzept der Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren. Man geht von einem Vakuumzustand $|0\rangle$ aus, hier ^{56}Ni, definiert sich Bosonenerzeugungsoperatoren a_τ^+ für additive Quanten und r_τ^+ für subtraktive Quanten und läßt diese auf das Vakuum zur Erzeugung des Paarungsvibrationsspektrums wirken. Dabei addiert a_τ^+ zwei Nukleonen in einem hochkorrelierten, gepaarten Zustand mit $t = 1$, $t_z = \tau$ und $J^\pi = 0^+$. Werden n_a-Operatoren a_τ^+ und n_r-Operatoren r_τ^+ angewandt, so erhält man einen Zustand mit $56 + 2(n_a - n_r)$ Nukleonen. Die volle Klassifizierung führt dann zu dem Ausdruck $(n_r\ t_r;\ n_a\ t_a;\ TT_z)$, wobei t_r der totale Isospin der n_r-Quanten und t_a der der n_a-Quanten ist. Sie können die Werte $t_{r,a} = n_{r,a}, n_{r,a}-2, \ldots, 0$ oder 1 annehmen.

Für T gelten die Kopplungsregeln zwischen t_r und t_a. Weiterhin gilt für alle Zustände $J^\pi = 0^+$. Da im ^{56}Ni die $1f_{7/2}$-Schale für Neutronen und Protonen abgeschlossen ist, kann man sich die additive Mode ($\alpha = +2$, a_τ^+) zunächst als Erzeugung von zwei Nukleonen in der $2p_{3/2}$-Schale und die subtraktive Mode ($\alpha = -2$, r^+) als Vernichtung von zwei Nukleonen in der $1f_{7/2}$-Schale vorstellen. Dabei werden die Eigenschaften der Quanten wesentlich durch Grundzustandskorrelationen beeinflußt, die virtuelle Anregungen von Teilchenpaaren über die Lücke zwischen den Schalen hinweg darstellen. Das ist, wie schon festgestellt, ein Grund für die Verstärkung der Zweiteilchentransfermatrixelemente.

Der Wirkungsquerschnitt für die Addition eines a-Quants im Übergang

$$\left(\tfrac{1}{2}, t_z\right) + \left(n_r t_r ; n_a t_a ; T T_z\right) \longrightarrow \left(\tfrac{1}{2}, t_z'\right) + \left(n_r t_r ; n_a+1, t_a' ; T' T_z'\right)$$

für die (τ,n)-Reaktion ist gegeben durch[9]:

$$\sigma_a = \alpha_a \begin{pmatrix} T & 1 \\ T_z & T_z'-T_z \end{pmatrix}\Bigg|\begin{matrix} T' \\ T_z' \end{matrix}\Bigg)^2 * \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{2} \\ t_z'-t_z & t_z \end{pmatrix}\Bigg|\begin{matrix} \frac{1}{2} \\ t_z' \end{matrix}\Bigg)^2$$

$$* \begin{pmatrix} t_r & T' & t_a' \\ 1 & t_a & T \end{pmatrix}^2 * (2t_a'+1)(2T+1)$$

$$* \left\{ \delta_{t_a', t_a+1} \frac{(t_a+1)(n_a+t_a+3)}{2t_a+3} + \delta_{t_a', t_a-1} \frac{t_a(n_a-t_a+2)}{2t_a-1} \right\}$$

Für die Subtraktion eines r-Quants:

$$\left(\tfrac{1}{2}, t_z'\right) + \left(n_r + 1, t_r' ; n_a t_a ; T' T_z'\right) \longrightarrow \left(\tfrac{1}{2}, t_z\right) + \left(n_r t_r ; n_a t_a ; T T_z\right)$$

$$\sigma_r = \alpha_r \begin{pmatrix} T' & 1 \\ T_z' & T_z - T_z' \end{pmatrix} \begin{vmatrix} T \\ T_z \end{vmatrix}^2 * \begin{pmatrix} 1 & \tfrac{1}{2} \\ t_z' - t_z & t_z \end{pmatrix} \begin{vmatrix} \tfrac{1}{2} \\ t_z' \end{vmatrix}^2$$

$$* \begin{pmatrix} t_a & T' & t_r' \\ 1 & t_r & T \end{pmatrix}^2 * (2t_r' + 1)(2T' + 1)$$

$$* \left\{ \delta_{t_r', t_r + 1} \frac{(t_r + 1)(n_r + t_r + 3)}{2t_r + 3} + \delta_{t_r', t_r - 1} \frac{t_r (n_r - t_r + 2)}{2t_r - 1} \right\}$$

Die Konstanten α_a und α_r hängen von der mikroskopischen Struktur der additiven und subtraktiven Paare ab.

Es treten zwei einfache Relationen hervor:

1. Für Übergänge zum selben T und T' gilt:

$$\sigma_r \sim (n_r + 1) \qquad \text{(s.a. Abb. 5)}$$

2. Für maximales t_a und t_a', d.h. wenn $t_a = n_a$ und $t_a' = n_a + 1$ gilt:

$$\sigma_a \sim (n_a + 1)$$

Anharmonische Korrekturen

Alles bisher zum Paarungsvibrationsmodell Gesagte gilt exakt nur für den harmonischen Fall. Treten Anharmonizitäten auf, d.h. Wechselwirkungen zwischen den Paaren, dann ändern sich die Übergangsstärken und die Energie der Niveaus. Diese Wechselwirkungen enthalten Beiträge von verschiedenen Komponenten der Kernkräfte. Eine Paarkraft, die zwischen Neutronen wirkt, führt zu einer Abstoßung der Phononen. Sie ist bei gleichen Phononen größer als bei ungleichen. Das Kernsymmetriepotential, das zur N^2-Abhängigkeit der Bindungsenergie beiträgt, bewirkt eine Abstoßung zwischen gleichen Phononen und eine Anziehung vergleichbarer Größe zwischen ungleichen Phononen. Diese Wechselwirkungen bewirken Energieverschiebungen von einigen 100 keV für jedes wechselwirkende Paar. Bei sehr vielen Phononen sind diese Korrekturen nicht mehr klein und es kann eine Wechselwirkung höherer Ordnung auftreten. Da die absolute Größe dieser Einflüsse nur sehr schwer abschätzbar ist, soll hier eine empirische Zweikörperwechselwirkung zwischen den Paarungsquanten eingeführt werden. In niedrigster Ordnung gibt es drei derartige Wechselwirkungen:

1) zwischen zwei subtraktiven Phononen,
2) zwischen zwei additiven Phononen,
3) zwischen einem subtraktiven und einem additiven Phonon.

Zur Anpassung der Konstanten in Formel (1) wurde die relative Lage der (1,0)- und (0,1)-Zustände benutzt. Die absolute Lage beider Zustände führte zur Festlegung von $\hbar\omega$. Die Wechselwirkungen 1) und 2) werden aus der Differenz der gemessenen Energie des (2,0)-Zustands bzw. des (0,2)-Zustands und der harmonischen Vorhersage bestimmt. Die dritte Wechselwirkung wird aus der Lage des (1,1)-Zustands abgeleitet. Für die Korrektur ergibt sich demnach:

$$\Delta E_{anharm} = \Delta E(2,0) \cdot \binom{n_r}{2} + \Delta E(0,2) \cdot \binom{n_a}{2} + \Delta E(1,1) \frac{n_r \cdot n_a}{2} \qquad (1')$$

3.2 Schalenmodell

Da keine umfangreichen Schalenmodellrechnungen zum Vergleich mit den Ergebnissen dieser Arbeit vorliegen, wurden die Stärkevorhersagen vom Schalenmodell mit reinen j^n-Konfigurationen für die hier vermessenen Zustände berechnet. Zusätzlich konnten in begrenztem Umfang die Ergebnisse einer Schalenmodellrechnung mit herangezogen werden. Die Begrenzung ergab sich im wesentlichen aus der Zahl der gerechneten Zustände und dem verwendeten Konfigurationsraum.

3.2.1 Reine j^n-Konfigurationen

Es soll hier nicht im Detail auf die Reaktions- und Schalenmodelltheorie eingegangen werden. Es wird vielmehr auf den Artikel von Towner und Hardy[10] verwiesen.

Für die Reaktion A(a,b)B gilt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \sim C^2 \cdot c^2 \cdot S_{AB}(j^2, ST)$$

mit C^2: Quadrat des Isospinkopplungskoeffizienten für den Endzustand.

c^2: Quadrat des Isospinkopplungskoeffizienten für die transferierten Nukleonen.

Die Stärke S_{AB} ist im wesentlichen durch "coefficients of fractional parentage" (CFP) für die Addition zweier Teilchen und einem Binominalkoeffizienten gegeben:

$$S_{AB}^{\frac{1}{2}} \sim \binom{n}{2}^{\frac{1}{2}} \left\langle j^{4j+4-n}(\nu_B t_B J_B T_B) \left\{ |j^{4j+2-n}(\nu_A t_A J_A T_A); j^2 (JT) \right\rangle \right.$$

Die Werte der CFP's werden in JT-Darstellung nach Towner[10], Seite 446 ff berechnet. Die Parameter sind:

$j = 7/2$

$\nu_A = \nu_B = 0$ (Seniority)

$t_A = t_B = 0$ (Reduzierter Isospin)

$J_A = J_B = 0$ (Gesamtdrehimpuls der Zustände)

$J = 0$ (Transferierter Gesamtdrehimpuls)

$T = 0$ (Transferierter Isospin)

3.2.2 Schalenmodellrechnungen mit Konfigurationsmischung

Die einzige bisher bekannte Schalenmodellrechnung, in der auch Wellenfunktionen und Zweiteilchentransferstärken angegeben werden, ist von Bès und Mitarbeitern[11] veröffentlicht worden. Sie führten eine Schalenmodelldiagonalisierung der Paarungsrestwechselwirkung in der Nähe von ^{56}Ni für $J^\pi = 0^+$-Zustände durch. Verwendet wurden bekannte Einteilchenniveaus, und es wurde versucht, die energetische Lage von 0^+-Zuständen anzupassen. Der Konfigurationsraum wird auf die Schalen $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$ und $1f_{5/2}$ beschränkt. Freie Parameter der Rechnung sind die Abstände der Einteilchenniveaus $\varepsilon_{1f_{7/2}} - \varepsilon_{2p_{3/2}}$ und $\varepsilon_{1f_{5/2}} - \varepsilon_{2p_{3/2}}$ sowie der Stärkeparameter der Paarungskraft G. Der wesentliche Unterschied zu anderen Schalenmodellrechnungen (siehe Abschnitt 5.2.5) ist der, daß hier von vornherein ein dem Problem angemessener Hamiltonoperator betrachtet wird:

$$\mathcal{H} = \sum_j \varepsilon_j N(j) - G \sum_{j\mu} A^+_\mu(j) A_\mu(j)$$

$$N(j) = \sum_m \left(n^+_{jm} n_{jm} + p^+_{jm} p_{jm} \right)$$

$$A^+_1(j) = \sum_m \frac{(-1)^{j-m}}{2} n^+_{jm} n^+_{j-m}$$

$$A^+_0(j) = \sum_m \frac{(-1)^{j-m}}{2\sqrt{2}} \left(n^+_{jm} p^+_{j-m} + p^+_{jm} n^+_{j-m} \right)$$

$$A^+_{-1}(j) = \sum_m \frac{(-1)^{j-m}}{2} p^+_{jm} p^+_{j-m}$$

Dabei sind ε_j die Einteilchenenergien, n^+_{jm} Fermionenerzeugungsoperatoren für Neutronen und p^+_{jm} diejenigen für Protonen in einem Zustand mit dem Bahndrehimpuls j und z-Projektion m. Die Ergebnisse werden in Teil 6.2 diskutiert.

4. Apparatur

4.1 Beschleuniger, Strahlkompression

Die hier beschriebenen Messungen wurden an der Neutronenflugzeitapparatur des Bereichs Physik am Hahn-Meitner-Institut durchgeführt. Um Messungen, wie die in dieser Arbeit beschriebenen, zu ermöglichen, wurde in den 7 MV van-de-Graaff-Beschleuniger des Instituts ein Gasstripper eingebaut[12]. Damit war es möglich, einen Teilchenstrom von 0.5 pμA (Teilchen μA) He^{++} auf eine Energie von 13 MeV zu beschleunigen. Außer an dieser Maschine ist nur ein weiteres derartiges System[13] bekannt. Der gesamte Aufbau mit weiteren Details geht aus Abb. 6 hervor. Das Mobleykompressionssystem mit Targetanordnung ist dasselbe wie von Grabisch[14] beschrieben.

4.2 Elektronik

Die elektronische Nachweisapparatur wurde völlig neu aufgebaut. Das wurde insbesondere deshalb notwendig, weil gleichzeitig mit dem Einbau des Strippers die Experimentierhalle erweitert wurde, so daß Flugwege bis 18m benutzbar sind und mit 16 Detektoren gleichzeitig gemessen werden kann. Im Prinzip handelt es sich um eine konventionelle Flugzeitapparatur und der Grundaufbau ist derselbe, wie von Michaelsen[15] beschrieben. Die Einzelkomponenten wurden durch modernere ersetzt und wegen der langen Übertragungswege der Analogteil vom Digitalteil getrennt. Zur Anpassung an eine Rechenmaschine zur on-line-mäßigen Datenerfassung wurden die insgesamt 16 Detektoren in vier Gruppen zu je vier Detektoren unterteilt[16]. Das Blockschaltbild für eine Gruppe ist in Abb. 7 dargestellt. Wegen der großen meßtechnischen Vorteile enthält jeder Detektor einen Szintillator gleicher und bekannter Dimensionen. Die Verarbeitung der Daten durch die Rechenmaschine geschieht auf zweierlei Art. Zum einen werden alle Ereignisse sequentiell auf Magnetband geschrieben. Ein derartiges Ereignis besteht aus der Flugzeitinformation (12 bit), einer Detektorinformation (2 bit = 4 Kombinationen für

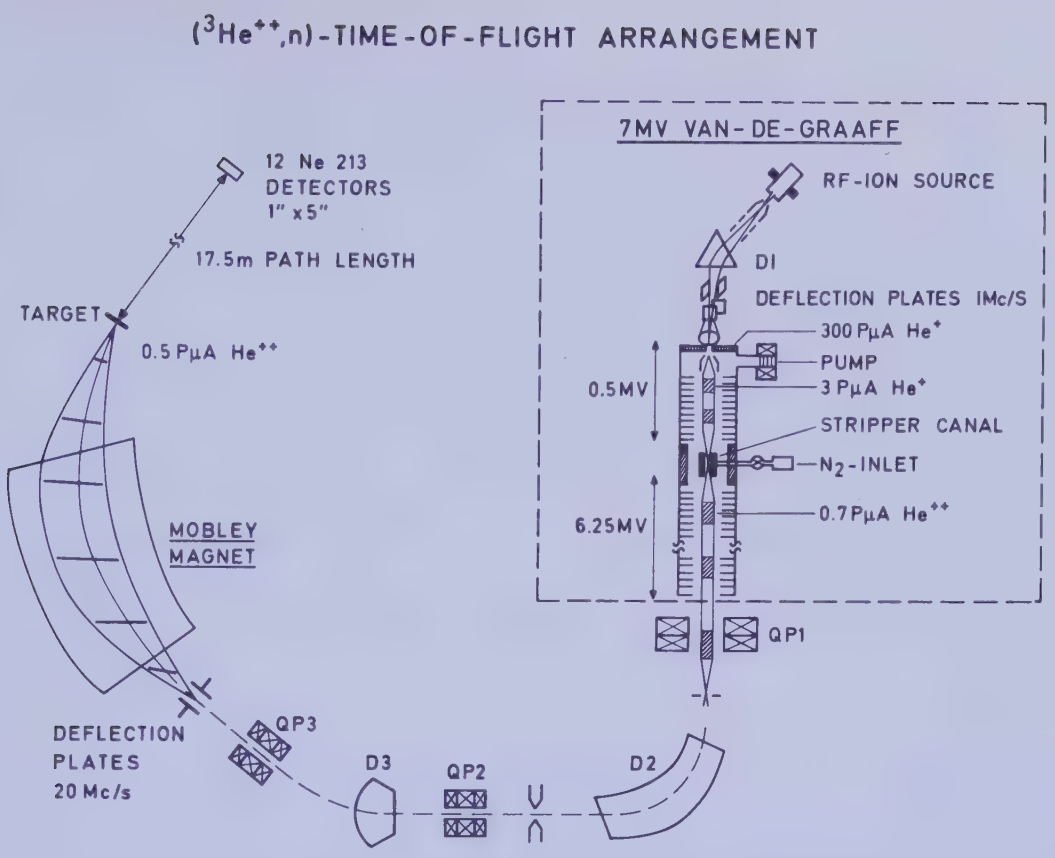


Abb. 6: Schematische Darstellung der Flugzeitanordnung.

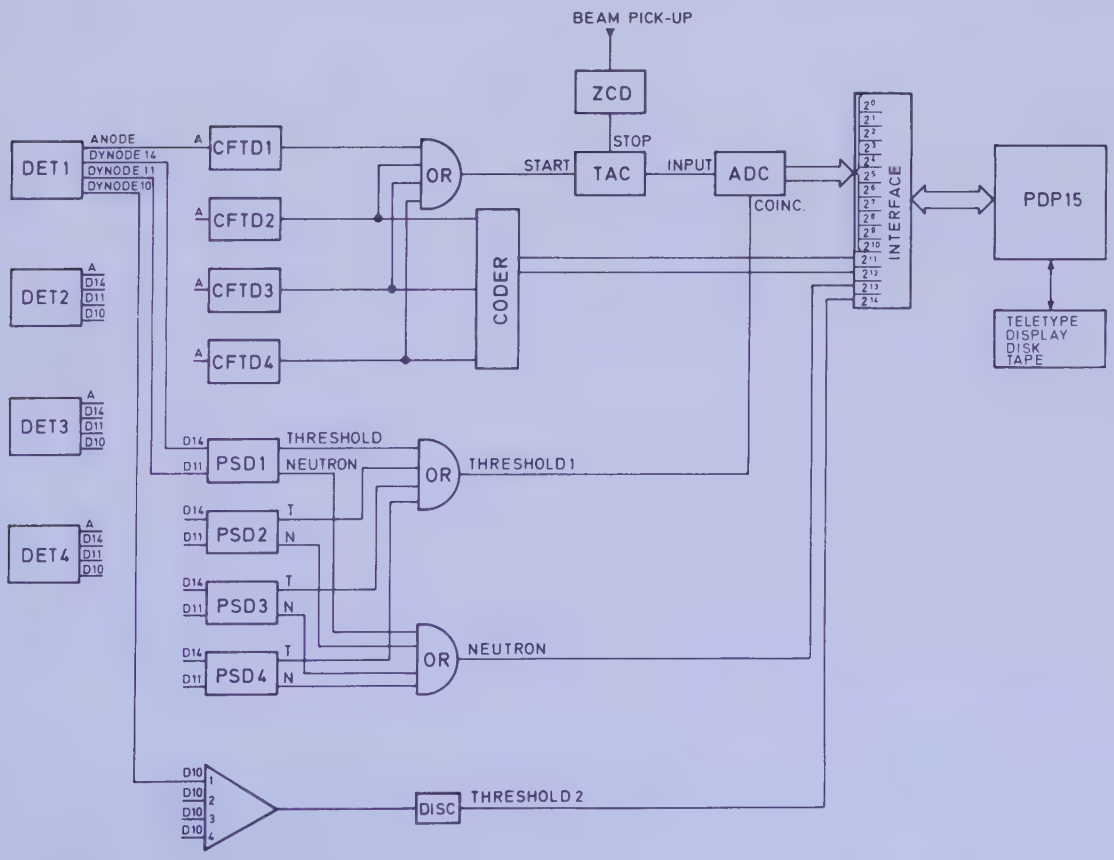


Abb. 7: Schematische Darstellung der Grundeinheit der Flugzeitapparatur.

4 Detektoren), einem bit für die Impulsformdiskrimination (O = γ, 1 = n) und einem bit für zwei Schwellen. Die beiden Schwellen sind wegen des großen dynamischen Bereichs (E_n = 1.8 bis 27 MeV) für saubere Spektren unbedingt notwendig. Zum anderen werden die Ereignisse bereits in der Rechenmaschine zu Spektren sortiert, so daß der Verlauf der Messung kontrolliert werden kann. Zur Gewinnung von Flugzeitspektren werden die Magnetbänder an einer SIEMENS 4004/55(151) im Replay-Verfahren abgearbeitet. Auch die γ-Spektren werden verarbeitet, da aus ihnen Rückschlüsse auf die Güte der Impulsformdiskrimination gezogen werden können. Insbesondere ist es möglich, Korrekturen an den absoluten Wirkungsquerschnitten anzubringen.

4.3 Targets, Ansprechwahrscheinlichkeit

Die Targets bestanden aus metallischen Schichten, die auf Wolframbleche der Größe 4 x 4 cm von 0.3 mm Dicke aufgedampft wurden. Über Dicke und Anreicherungsgrad der Targets gibt Tabelle 1 Auskunft.

Tabelle 1: Wesentliche Komponenten der angereicherten Targets[a] [%]

Target	Dicke ($\mu g/cm^2$)	Masse 46	47	48	49	50	52	53	54	56	57
^{54}Fe	393 ± 20								96.8	3.1	0.1
^{52}Cr	350 ± 20						99.9	0.1			
^{50}Cr	310 ± 15					96.8	3.0	0.2			
^{50}Ti	415 ± 20	2.0	1.8	17.8	2.0	76.4					
^{48}Ti	123 ± 5	0.2	0.3	99.1	0.2	0.2					

a) Oak Ridge National Laboratory

Die Ansprechwahrscheinlichkeit wurde mit einem Monte-Carlo-Programm berechnet. Nähere Einzelheiten können Ref.[17] entnommen werden.

4.4 Typische Meßbedingungen

In Tabelle 2 sind die wesentlichen Daten der Messungen aufgeführt. Die Energieauflösung beträgt 200 keV (FWHM) für den Grundzustand von ^{56}Ni.

Tabelle 2: Experimentelle Daten der Messungen

Einschußenergie E_τ	(13.00 ± .05) MeV
Winkelbereich (gleichzeitig gemessen)	0° bis 55°, $\Delta\theta = 5^\circ$
Entfernung Target - Detektor	(17.49 ± 0.02) m
Mittlere Auflösung im Neutronenspektrum (volle Halbwertsbreite)	1.3 ns bis 2.0 ns
Mittlerer Targetstrom für $^3He^{++}$ (elektrisch)	0.9 µA bis 1.1 µA
Aufgesammelte Ladung pro Spektrum	70 bis 100 mC
Nachweisschwellen für die Neutronen	E_1 = 1.8 MeV E_2 = 4 bis 6 MeV
Winkelunschärfe	$< 2^\circ$

5. Meßergebnisse, Analysen und Diskussion

5.1 Meßergebnisse

5.1.1 Flugzeitspektren

Typische Flugzeitspektren aus Messungen an den Reaktionen $^{48}Ti(\tau,n)^{50}Cr$, $^{50}Ti(\tau,n)^{52}Cr$, $^{50}Cr(\tau,n)^{52}Fe$, $^{52}Cr(\tau,n)^{54}Fe$ und $^{54}Fe(\tau,n)^{56}Ni$ sind in Abb. 8 bis 10 dargestellt. Die schraffierten Bereiche geben Linien an, die von Störreaktionen hervorgerufen werden. Die wesentlichen Ursachen dafür sind Verunreinigungen wie Sauerstoff, Kohlenstoff und in geringem Maße Silizium in und auf dem Target.

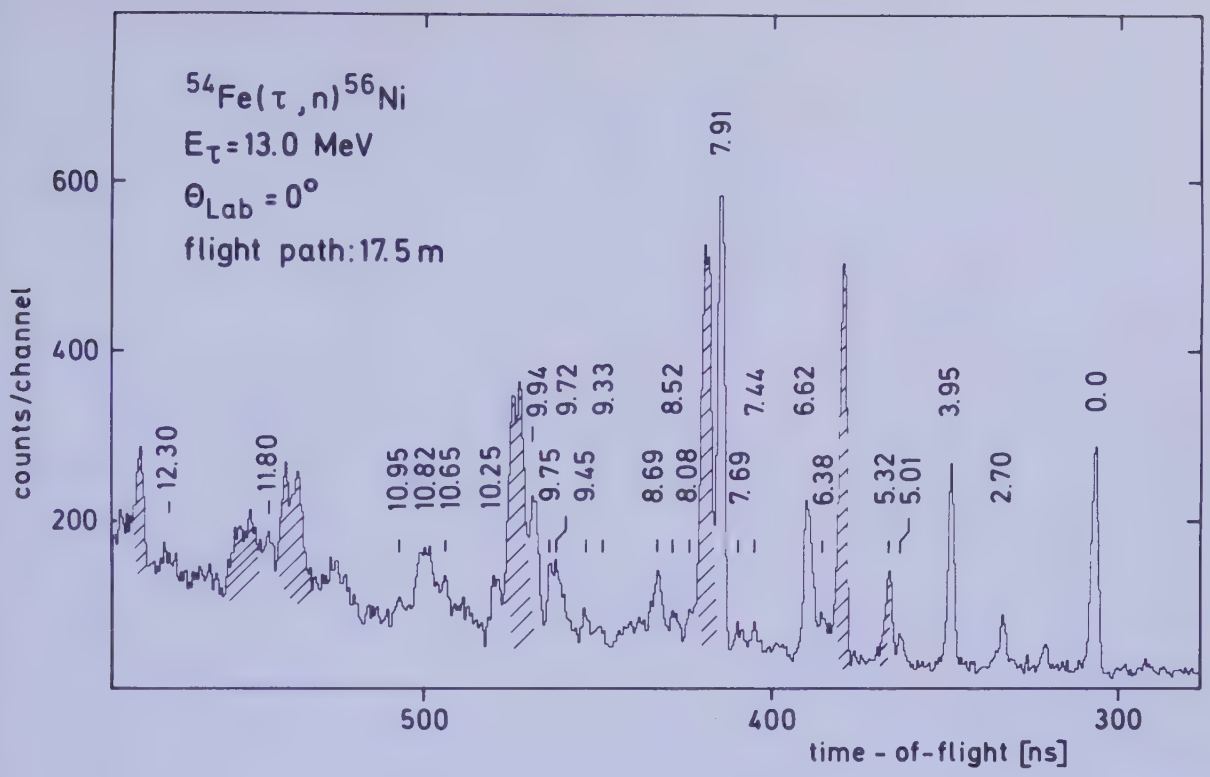
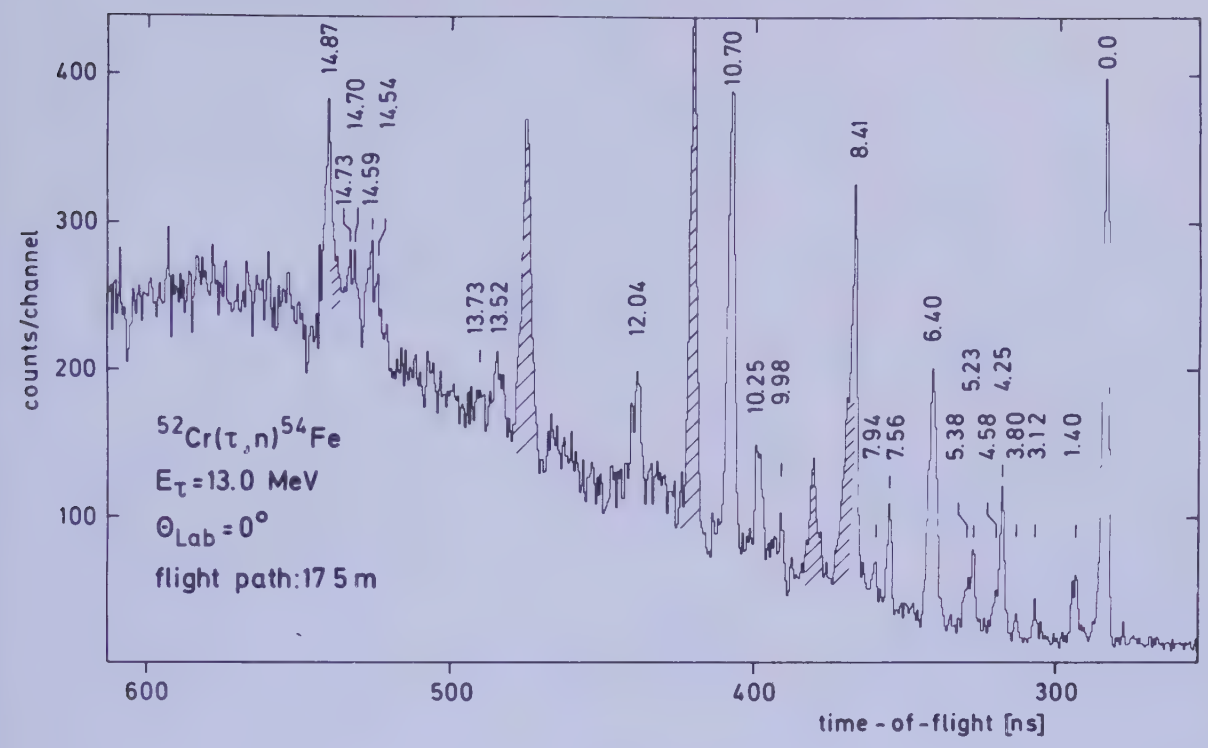


Abb. 8: Fluzeitspektrum der Neutronen aus der Reaktion $^{54}Fe(\tau,n)^{56}Ni$.

Auffällig sind stark angeregte Zustände, z.B. bei 3.95, 6.62 und 7.91 MeV im ^{56}Ni, bei 6.40, 8.41 und 10.70 MeV im ^{54}Fe. Dies ist der erste Hinweis auf die starke Selektivität der (τ,n)-Reaktion und die Richtigkeit der Modelle, die wenige stark angeregte Zustände vorhersagen. Mit zunehmender Entfernung vom doppelt magischen ^{56}Ni nimmt allerdings die Aufspaltung der Gesamttransferstärke in mehrere Niveaus zu. Jedoch gilt weiterhin die außerordentliche Selektivität, da die Niveaudichte im ^{52}Cr bei einer Anregungsenergie von 5 MeV bereits 50 Niveaus/MeV beträgt. Die Energieeichung wurde mittels der in den Störreaktionen beobachteten ^{18}Ne- und ^{14}O-Niveaus sowie einiger bereits bekannter Zustände der untersuchten Kerne durchgeführt.

5.1.2 Auswertung und Winkelverteilungen

Die Auswertung vollzog sich wie in Ref. 17) beschrieben. Das dort über die Zuverlässigkeit der Targetdickenbestimmung und Fehler bei der Auswertung Gesagte kann voll übernommen werden.



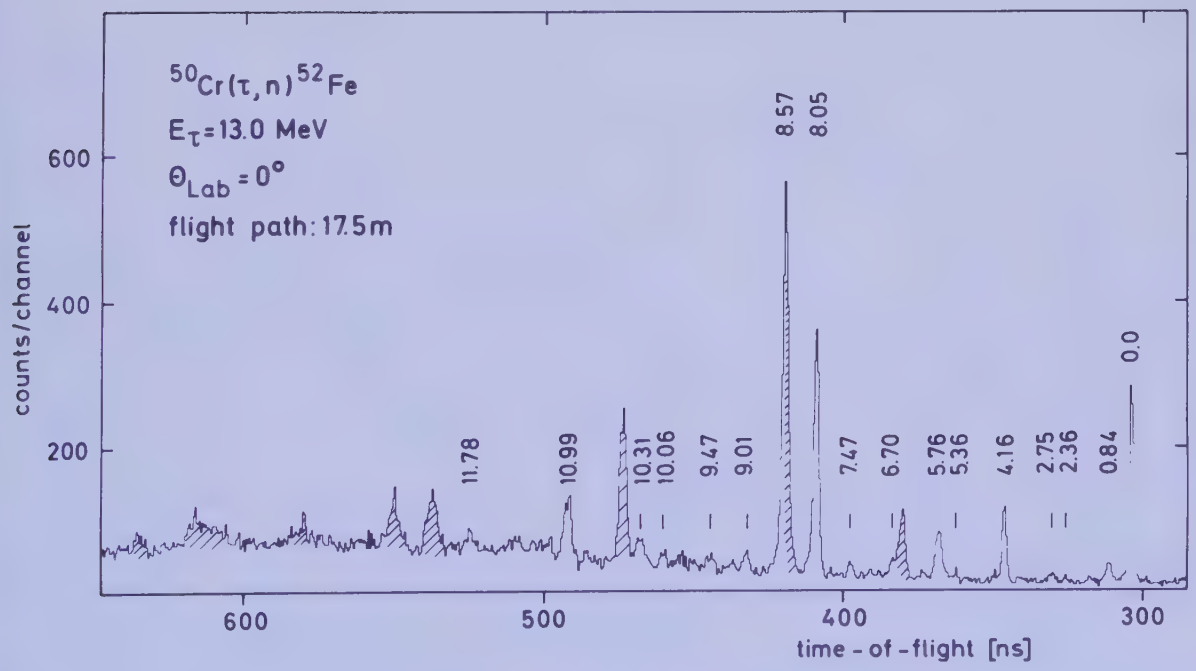


Abb. 9: Flugzeitspektren der Neutronen aus den Reaktionen $^{52}Cr(\tau,n)^{54}Fe$ und $^{50}Cr(\tau,n)^{52}Fe$.

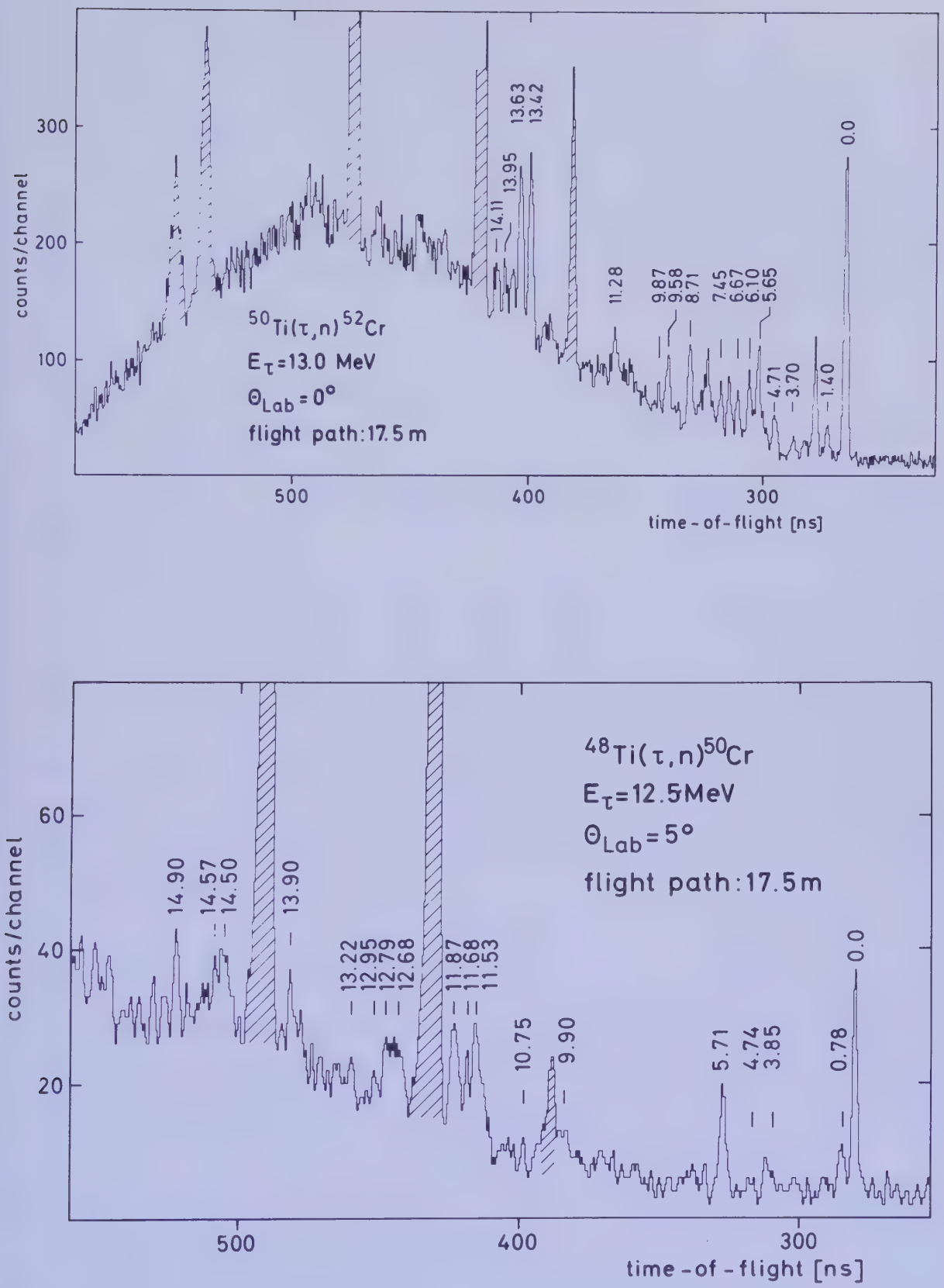


Abb. 10: Flugzeitspektren der Neutronen aus den Reaktionen $^{50}Ti(\tau,n)^{52}Cr$ und $^{48}Ti(\tau,n)^{50}Cr$.

Die experimentellen Winkelverteilungen sind in Abb. 11 und 12 dargestellt. Die Fehlerbalken stellen Standardabweichungen dar. Sie beinhalten nur die statistischen Fehler. Die absoluten Wirkungsquerschnitte sind mit einem Fehler unter 15% behaftet. Die Winkelverteilungen zeigen durchweg eine ausgeprägte Strippingstruktur, wie sie für die angegebenen Werte des durch das Protonenpaar übertragenen Bahndrehimpulses L charakteristisch ist.

5.2 Analyse und Diskussion

5.2.1 Auswahlregeln

Aus der Theorie des Zweinukleonentransfers ergeben sich folgende Auswahlregeln:

$$\vec{J}_B = \vec{J}_A + \vec{L} + \vec{S}\,; \quad \vec{L} = \vec{\ell}_1 + \vec{\ell}_2\,; \quad \vec{L} + \vec{S} = \vec{J} = \vec{j}_1 + \vec{j}_2$$

Dabei bezieht sich A und B auf den Anfangs- bzw. Endzustand, 1 und 2 auf die beiden übertragenen Teilchen. Im allgemeinen gibt es mehrere Werte von L für jeden Endzustand und jede Teilchenkonfiguration $(j_1 j_2)$. Allerdings überwiegt in den meisten Fällen ein Wert für den totalen Bahndrehimpuls. Für die Parität ergibt sich

$$\pi_A\,\pi_B = (-1)^{\ell_1+\ell_2} = (-1)^L\,,$$

wenn man annimmt, daß sich die beiden übertragenen Nukleonen im relativen s-Zustand ($\ell_{rel} = 0$) befinden. Werden nun beide Teilchen in denselben Spin-Bahn-Zustand eingebaut, d.h. hat man eine Konfiguration $(j^2)J$ dann gilt:

$$\left.\begin{array}{l} L + S + J = \text{gerade} \\ \text{und } \pi_A = \pi_B \longrightarrow L = \text{gerade} \end{array}\right\} \Longrightarrow S + J = \text{gerade}$$

In dem hier vorliegenden Fall der (τ,n)-Reaktion mit S = 0 an gg-Kernen erhält man endgültig:

$$J = \text{gerade, d.h. } J_B = 0^+, 2^+, 4^+ \ldots$$

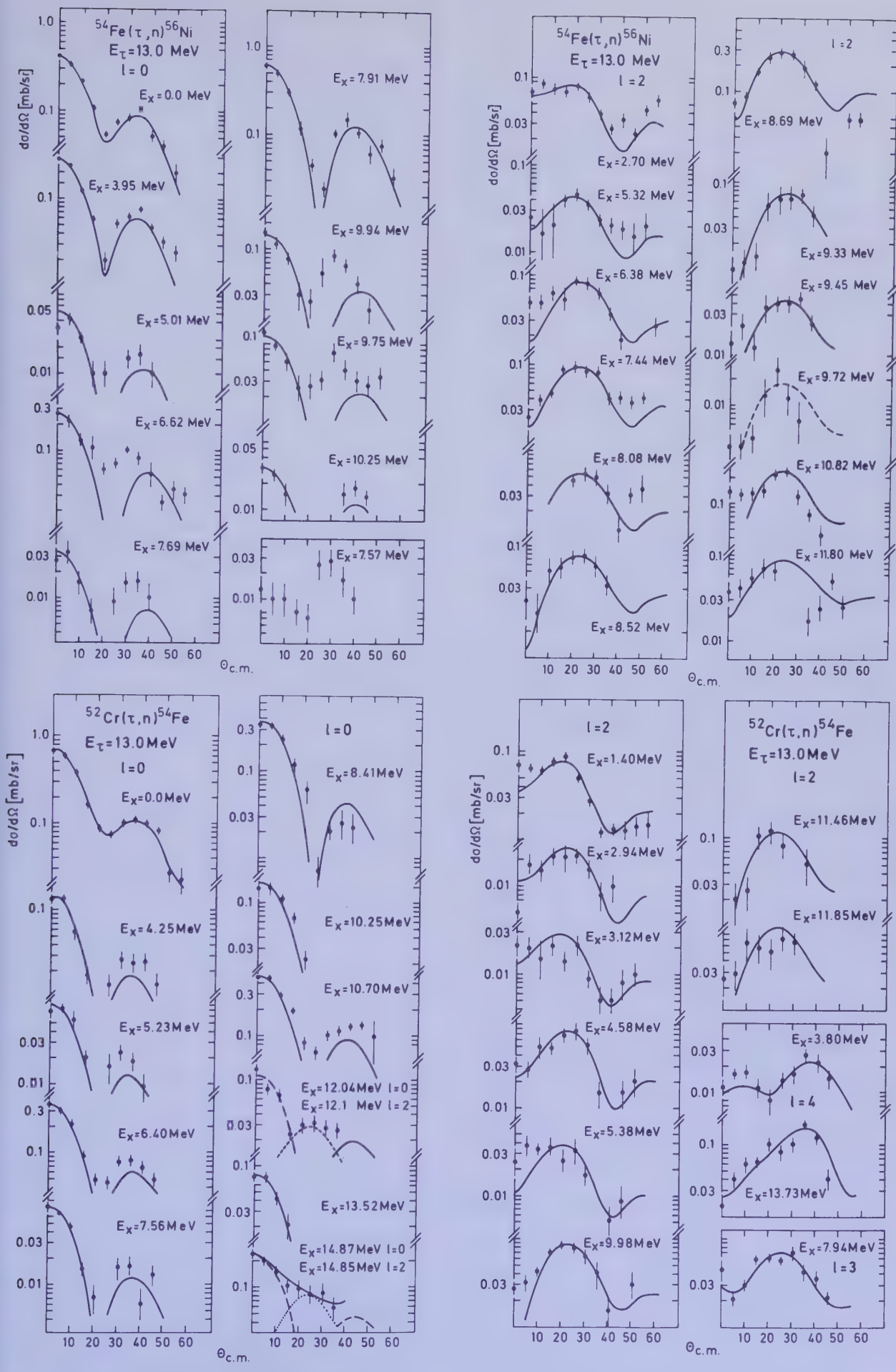


Abb. 11: Winkelverteilungen der Neutronen aus den Reaktionen $^{54}Fe(\tau,n)^{56}Ni$ und $^{52}Cr(\tau,n)^{54}Fe$.

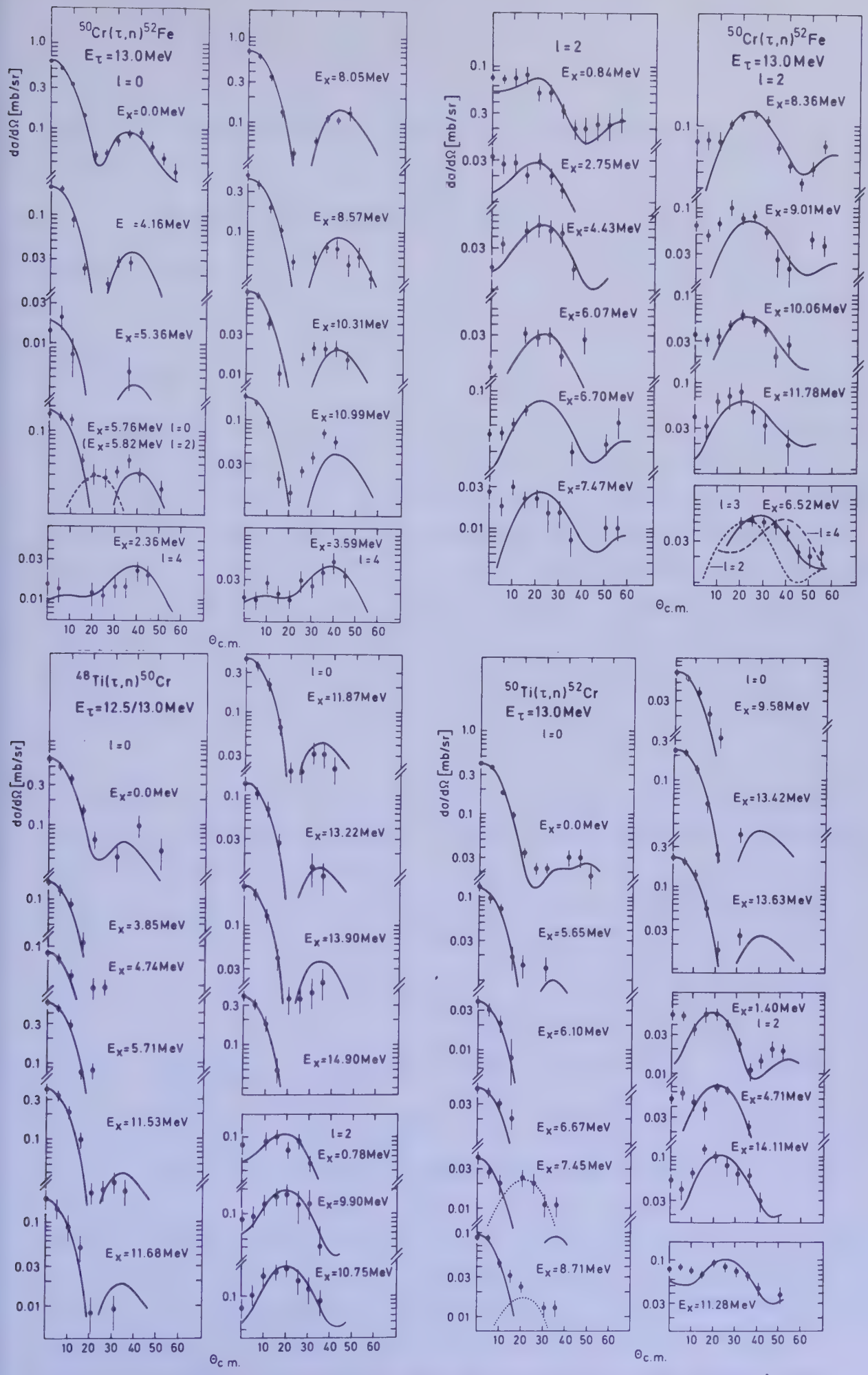


Abb. 12: Winkelverteilungen der Neutronen aus den Reaktionen $^{50}Cr(\tau,n)^{52}Fe$, $^{50}Ti(\tau,n)^{52}Cr$ und $^{48}Ti(\tau,n)^{50}Cr$.

Werden die transferierten Nukleonen in verschiedene j-Schalen eingebaut, so ist

$$L = \text{ungerade und } \pi_A = -\pi_B \text{ , d.h. } J_B^{\pi} = 1^-, 3^-, 5^- \ldots$$

ebenfalls möglich.

5.2.2 DWBA

Die gemessenen Winkelverteilungen wurden mit der Distorted-Wave-Born-Approximation (DWBA) analysiert. Die Erfolge dieser Theorie in der Beschreibung von Einteilchentransferreaktionen sind bekannt. Bereits 1963 wurde der Formalismus auf den Zweinukleontransfer übertragen[18]. In dieser Arbeit wird auf die Beschreibung der DWBA verzichtet, da bereits an anderer Stelle[19] die Anwendbarkeit insbesondere auf die (τ,n)-Reaktion in hinreichendem Maße begründet wurde. Im folgenden wird angenommen, daß es sich um einen Einstufenprozeß handelt, bei dem ein Protonenpaar mit $T = 1$ und $S = 0$ übertragen wird.

Die experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitte werden mit den Vorhersagen verglichen, die entsprechend dem folgenden Ausdruck berechnet werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) = S_{AB} \cdot N \cdot \left\{ \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \cdot \frac{1}{2J_T+1} \right\} \cdot \left\{ \frac{2\nu a^2(S)}{2S+1} \right\} \cdot C^2$$

$$* \left| \sum_{j_1 j_2} B(j_1 j_2 J) \; \tilde{\beta}_{DWUCK}(j_1 j_2 J, \Theta) \right|^2$$

j_1, j_2: Orbitale, in die die beiden transferierten Nukleonen eingebaut werden.

J_A, J_B, J_T: Gesamtspin des Anfangs- bzw. Endzustands und des transferierten Dinukleons.

C^2: Quadrat des Isospinkopplungskoeffizienten.

Dabei repräsentiert $\tilde{\beta}(j_1 j_1 J, \Theta)$ den Anteil der Reaktion, nämlich die komplexe Übergangsamplitude, die hier vom Programm DWUCK[20] für ein Paar übertragener Teilchen, die zu J gekoppelt sind, berechnet wird. Verwendet wird der Formfaktor von Bayman und

Kallio[21]. Das Symbol $B(j_1 j_2 J)$ wird für die nukleare Zweiteilchenamplitude in Analogie zu Yoshida[22] verwendet. Es enthält die Strukturinformation über die beteiligten Kernzustände und stellt die Wahrscheinlichkeit dar, daß die Anfangs- und Endzustandswellenfuktionen sich nur um ein bestimmtes Nukleonenpaar unterscheiden, das zum Gesamtdrehimpuls J gekoppelt ist, multipliziert mit der Gesamtzahl derartiger verfügbarer Paare.

Für eine Konfiguration in jj-Kopplung gilt:

$$B(j^2, J) = \left[\frac{n(n-1)}{2}\right]^{\frac{1}{2}} \langle j^{n-2}(J_B)\, j^2(J)\, J_A \mid j^n J_A \rangle$$

Der Faktor $\nu a^2(S)$ entspricht einem "Spektroskopischen Faktor" für das System der leichten Teilchen. Dabei ist $a^2(S)$ die Wahrscheinlichkeit, zwei Teilchen in einem Zustand mit Spin S im Projektil zu finden, und ν ist die Anzahl solcher Paare. Für die (τ,n)-Reaktion wird angenommen, daß das Protonenpaar im ^{3}He-Teilchen als reines $S = 0$ -Paar behandelt werden kann. Somit reduziert sich die zweite geschweifte Klammer zu einem Faktor 2. Da für alle hier gemessenen Reaktionen $J_A = 0$ gilt, erhält man für die erste geschweifte Klammer den Wert 1. Die Grössen N und S_{AB} sind die Normierungskonstante und der "Verstärkungsfaktor". Aus der Normalisierung des Formfaktors von Bayman und Kallio[21] ergibt sich $N = 173$ (σ_{DWUCK} in mb/sr). Ein Wert $N = 123$ wurde aus den Ergebnissen von Rapaport[23] errechnet. Diese Werte sind ganz ausgezeichnet mit dem Wert $N = 155 \pm 30\%$ verträglich, der von Flynn und Hansen[24] aus einer Analyse von (t,p)-Daten gewonnen wurde. Bei den späteren Vergleichen wird der Isospinkopplungskoeffizient C^2 mit in die Modelle hereingenommen.

Ein sehr wichtiges Problem sind die Prozesse zweiter Ordnung, d.h. solche, die nicht "direkt" ablaufen, sondern über Zwischenanregungen. Derartige Prozesse sind an der Bevölkerung von Zuständen erkennbar, die nach der Theorie direkter Reaktionen nicht zugänglich sein sollten (Auswahlregeln) oder deren Wellenfunktion sehr gut bekannt sind. Der letzte Punkt ist entscheidend, da Re-

aktionsmechanismus und Struktur miteinander gekoppelt sind. Eine Aussage über das eine ist nur möglich, wenn das andere bekannt ist. Andere Möglichkeiten des Erkennens dieser Prozesse sind Winkelverteilungen, die mit üblichen Theorien nicht erklärbar sind. Bei allen solchen Winkelverteilungen besteht der Verdacht, daß es sich um Mehrstufenprozesse handeln könnte.

In den letzten drei Jahren hat es einige Veröffentlichungen[25-28] gegeben, deren Autoren beweisen konnten, daß tatsächlich bei Zweinukleontransferreaktionen indirekte Übergänge auftreten. Der größte Teil betrifft (p,t)-Reaktionen bei Protonenenergien größer 30 MeV. Da bekannt ist, daß hohe Einschußenergien den Anteil an Prozessen höherer Ordnung begünstigen, ist daraus noch nicht zu schließen, daß sie auch bei 13 MeV Einschußenergie eine wesentliche Rolle spielen. Auch bei leichten Kernen gibt es Anzeichen für ähnliche Verhältnisse[28]. Allerdings ist bisher kein Fall im Massengebiet A > 40 und bei Einschußenergien kleiner als 30 MeV bekannt geworden. Auch in den Spektren dieser Arbeit gibt es keine Anzeichen für indirekte Prozesse.

5.2.3 Parameter der optischen Potentiale

Zur Erzeugung der Streuwellen im Eingangs- und Ausgangskanal werden Parametersätze für die optischen Potentiale benötigt.

Das verwendete Potential hat die folgende Form:

$$V(r) = -V_R \cdot f(r, r_R, a_R) + V_{SO} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \cdot \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[f(r, r_{SO}, a_{SO})\right] \vec{L} \cdot \vec{\sigma}$$

$$+ \begin{cases} \frac{Z z e^2}{2 r_c} \left(3 - \frac{r^2}{r_c}\right) & (r < r_c) \\ \frac{Z z e^2}{r} & (r \geq r_c) \end{cases}$$

$$W(r) = -W_v \cdot f(r, r_I', a_I') + W_{SF} \cdot 4 a_I \cdot \frac{d}{dr} \left[f(r, r_I, a_I)\right]$$

$$\text{mit} \quad f(r, r_0, a) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_0 A^{1/3}}{a}\right)\right]^{-1}$$

Für die Parameter der τ-Streuwellen wurden die Ergebnisse von Becchetti und Greenlees[29] und für die n-Streuwellen die von Becchetti und Greenlees[30] benutzt. Die numerischen Angaben sind in Tabelle 3 wiedergegeben.

Tabelle 3: Parameter des optischen Potentials für Eingangs- und Ausgangskanal

	V_R [MeV]	r_R [fm]	a_R [fm]	W_v [MeV]	$r_I=r'_I$ [fm]	$a_I=a'_I$ [fm]	W_{SF} [MeV]	V_{so} [MeV]	r_{so} [fm]	a_{so} [fm]
^{3}He a)	136.4-0.17E +55(N-Z)/A	1.30	0.72	41.3-0.33E +63(N-Z)/A	1.4	0.86	0.0	0.0	-	-
n b)	56.3-0.32E -24(N-Z)/A	1.17	0.75	0.22E-1.6 oder 0.0	1.26	0.58	13.0-0.25E -12(N-Z)/A	6.2	1.01	0.75
p^2	c)	1.25	0.65	-	-	-	-	λ_{so}=25		

a) Ref. 29)

b) Ref. 30)

c) Die Potentialtiefe für das gebundene Protonenpaar wird vom DWBA Programm so gewählt, daß die Bindungsenergie des Diprotons richtig wiedergegeben wird. Dabei wird angenommen, daß sich die Bindungsenergie gleichmäßig auf beide Protonen verteilt.
$E_B^p = \frac{1}{2}\left[Q(\tau,n) + 7.718\right]$ MeV

Es ist möglich, die L = 0 Winkelverteilungen mit sehr vielen τ-Potentialen zu reproduzieren. Ein guter Fit der L = 2 und 4 Verteilungen schränkte die Vielfalt auf die angegebenen Parameter ein.

Alle angegebenen Rechnungen wurden ohne Korrekturen für endliche Reichweite und Nichtlokalität der optischen Potentiale durchgeführt. Testrechnungen zeigen, daß diese Korrekturen die Form der Winkelverteilung nicht ändern, während der absolute Wirkungsquerschnitt um etwa 10% größer wird. Da überdies die Werte der Parameter nicht gut bekannt sind, wurde auf derartige Erweiterungen verzichtet. Zu ähnlichen Ergebnissen kommen DelVeccio und Daehnick[31], die nur kleine Effekte der endlichen Reichweite im Wirkungsquerschnitt in der (d,α)-Reaktion im Bereich von ^{48}Ti bis ^{208}Pb beobachtet haben. Dasselbe gilt für (t,p)-Messungen an ^{40}Ca und ^{48}Ca[32]. Wie bereits erwähnt, wird

der Formfaktor nach Bayman und Kallio[21] berechnet. Es wurde angenommen, daß sich die Bindungsenergie gleichmäßig auf beide Protonen verteilt.

Die theoretischen Winkelverteilungen in den Abbn. 11 und 12 wurden mit $f^2_{7/2}$- bzw. $p^2_{3/2}$-Konfigurationen für die Übergänge mit geradem L und $f_{7/2}g_{9/2}$ für die mit ungeradem L berechnet. Einen Unterschied in der Form der Winkelverteilungen, die mit $f^2_{7/2}$ bzw. $2p^2_{3/2}$ gerechnet wurden, läßt sich nicht feststellen. Auf die unterschiedlichen absoluten Wirkungsquerschnitte wird später eingegangen.

Für die Güte der Rechnungen spricht die gleichbleibend gute Beschreibung über den gesamten hier untersuchten Massenbereich und einen Q-Wertbereich von 20 MeV. Gerade diese Feststellung verleiht den Aussagen zu den Modellen besonderes Gewicht.

5.2.4 Spins, Paritäten und Wirkungsquerschnitte

Zunächst soll ein Überblick über die in dieser Arbeit gewonnenen Daten gegeben und diese mit bereits publizierten verglichen werden. Eine Diskussion der Ergebnisse im Vergleich mit den Modellen soll später für alle gemessenen Kerne gemeinsam erfolgen. Dabei ist eine ausführliche Interpretation im Rahmen des Schalenmodells nicht möglich, da sowohl kaum geeignete Rechnungen vorliegen als auch das zur Abschätzung von Zweiteilchen-Zweiloch (2T-2L)-Zuständen notwendige experimentelle Material (bei ^{56}Ni z.B. Daten von ^{54}Ni und ^{58}Zn) nicht vorliegt.

^{56}Ni

Die experimentellen Daten (Anregungsenergien, Spins, Paritäten, absolute Wirkungsquerschnitte) aus der Reaktion ^{54}Fe(τ,n)^{56}Ni sind in Tabelle 4 zusammengefaßt. Zum Vergleich sind die bisherigen Ergebnisse aus (p,t)[33,34] und (τ,n)[5,6] zum ^{56}Ni angeführt. Eine ganze Reihe von neuen Niveaus wurden in dieser Ar-

Tabelle 4: Vergleich experimenteller Daten zum ^{56}Ni

$(p,t)^{a)}$		$(\tau,n)^{b)}$ E_τ = 18 MeV			$(\tau,n)^{c)}$ E_τ = 13 MeV		
E^* [MeV]	J^π	E^* [MeV]	J^π	$\sigma_{c.m.}$ [µb/sr]	E^* [MeV]	J^π	$\sigma_{c.m.}$ [µb/sr]
0.0	0^+	0.0	0^+	1010 ± 100	0.0	0^+	420 ± 20
2.697	2^+	2.66 ± .03	2^+	130 ± 10	2.70 ± .02	2^+	80 ± 10
3.956	4^+	3.90 ± .06	(ℓ=3)	60 ± 20			
		3.96 ± .03	0^+	490 ± 50	3.95 ± .02	0^+	285 ± 15
5.000	0^+	5.00 ± .03	(0^+)	100 ± 10	5.01 ± .02	0^+	50 ± 7
5.339	6^+	5.40 ± .06	(2^+)	60 ± 10	5.32 ± .03	2^+	43 ± 7
5.483	3^-						
5.989	(4^+)				6.0 ± .1	(0^+)	25 ± 10
6.222	(2^+)						
6.318	2^+	6.45 ± .06	(2^+)	220 ± 30	6.38 ± .05	2^+	80 ± 10
6.419	4^+						
6.554	(2^+)						
6.644	0^+	6.58 ± .03	0^+	580 ± 60	6.62 ± .02	0^+	260 ± 40
7.021					7.06 ± .05		
7.170	1^-				7.12 ± .05		
7.289	0^+						
7.455	2^+				7.44 ± .02	2^+	90 ± 10
7.567	3^-				7.57 ± .03	(3^-)	30 ± 10(25^o)
7.653	(1^-,2^+)				7.69 ± .03	0^+	34 ± 10
7.788							
7.912	0^+	7.92 ± .03	0^+	1430 ± 140	7.91 ± .02	0^+	605 ± 40
(8.08 ±.1)					8.08 ± .03	2^+	53 ± 10
					8.52 ± .03	2^+	73 ± 15
8.654		8.64 ± .03	2^+	470 ± 50	8.69 ± .02	2^+	290 ± 30
8.771							
8.896					8.86 ± .05		
					9.00 ± .05		
					9.33 ± .03	2^+	70 ± 15
					9.45 ± .03	2^+	42 ± 10
					9.72 ± .02	(2^+)	17 ± 5
					9.75 ± .02	0^+	90 ± 15
		9.96 ± .03	0^+	1200 ± 200	9.94 ± .02	0^+	143 ± 20
					10.02 ± .02	(0^+)	(100 ± 30)
					10.25 ± .03	0^+	30 ± 5
					10.65 ± .03		
		10.77 ± .03		430 ± 40(0^o)	10.82 ± .02	2^+	220 ± 20
					10.95 ± .03		
					11.80 ± .03	2^+	80 ± 20
					11.3 ± .1		
					11.5 ± .1		
					12.30 ± .05		

a) Ref. 33) Fehler der Anregungsenergien: 15 keV bis 30 keV

b) Ref. 6), $\sigma_{c.m.}$ bei 0^o (0^+) bzw. 20^o (2^+)

c) diese Arbeit, $\sigma_{c.m.}$ bei 0^o (0^+) bzw. 20^o (2^+), verwendeter Q-Wert: (4517 ± 10) keV

beit gefunden und zahlreiche Spins erstmalig bestimmt. In anderen Fällen konnten früher unsichere Zuordnungen gefestigt werden. Die beiden (p,t)-Messungen widersprechen sich nicht, deshalb wurde die weitergehende[33] in die Tabelle aufgenommen. Die einzige Diskrepanz ist das Niveau bei 5.339 MeV, das mit $J^{\pi} = 6^+$ angegeben wird, in der anderen Messung[34] jedoch als (2^+) vorgeschlagen wird. In dieser Arbeit wird der Zustand mit L = 2 bevölkert und ist somit ein klarer 2^+. Abgesehen von diesem Einzelfall stimmen in Bezug auf die Lage der Niveaus und ihrer Werte für Spin und Parität alle drei Messungen völlig überein. Ein spezieller Fall, der bisher großes Kopfzerbrechen bereitet hat, dürfte endgültig gelöst sein. Es betrifft die Spins 0^+ und 4^+ bei 3.95 MeV. Tatsächlich handelt es sich um zwei Zustände,[35] wovon das 4^+-Niveau in (p,t) stark und in (τ,n) fast nicht bevölkert wird. Genau umgekehrt liegen die Verhältnisse bei dem 0^+-Niveau, das nur in (τ,n) angeregt wird.

Ein ähnliches Bild sehr guter Übereinstimmung ergibt sich bezüglich der experimentellen Wirkungsquerschnitte in (τ,n). Die relativen Verhältnisse bei 18 MeV[6] und 13 MeV (diese Arbeit) sind innerhalb der Meßfehler völlig gleich. Einzige Ausnahme ist der 9.94 MeV-Zustand. Die Abweichung beträgt hier einen Faktor 4. Die Ursache ist nicht gänzlich geklärt, da sich im hier gemessenen Spektrum in der Nähe der fraglichen Linie eine ^{16}O-Verunreinigungslinie befindet. Bei den Winkeln 20° bis 40°, bei denen die Störlinie kinematisch "herausgewandert" ist, kann man deutlich erkennen, daß sich ein weiteres Niveau bei 10.02 MeV befindet, mit einer sehr ähnlichen Winkelverteilung wie der 9.94 MeV-Zustand. Die Trennung dieser beiden Niveaus war in den bisherigen Arbeiten nicht möglich. Die relative Summenstärke ist allerdings einen Faktor 2 kleiner als bei Evers et al.[6]. Auf die absoluten Wirkungsquerschnitte wird in Abschnitt 6.1 näher eingegangen.

^{54}Fe

Die entsprechenden Daten für ^{54}Fe sind in Tabelle 5 dargestellt. Das bisher vorliegende Material beschränkt sich fast ausschließlich auf eine (τ,n)-Messung[6] und (p,t)-Messungen[36,37,38], wobei letztere nur bis zu einer Anregungsenergie von 3 MeV Daten

Tabelle 5: Vergleich experimenteller Daten zum ^{54}Fe

a)		(τ,n)[b] E_τ = 1[illegible] MeV			(τ,n)[c] E_τ = 13 MeV			
E^* [MeV]	J^π	E^* [MeV]	J^π	$\sigma_{c.m.}$ [μb/sr]	E^* [MeV]	J^π	$\sigma_{c.m.}$ [μb/sr]	
0.0	0^+	0.0	0^+	76[illegible] ± 70	0.0	0^+	670 ± 20	
1.4077	2^+	1.34 ± .06	2^+	50 ± 10	1.40 ± .02	2^+	75 ± 10	
2.5389	4^+				2.49 ± .03			
2.564	0^+							
2.9607	2^+	2.91 ± .06	(2^+)	30 ± 10	2.94 ± .02	2^+	26 ± 5	
3.1632	2^+				3.12 ± .03	2^+	27 ± 5	
3.8359	4^+				3.80 ± .03	4^+	25 ± 5	(35°)
4.270	4^+							
		4.29 ± .03	0^+	110 ± 10	4.25 ± .02	0^+	140 ± 15	
4.5827	2^+	4.56 ± .05	2^+	70 ± 10	4.58 ± .02	2^+	75 ± 15	
		5.30 ± .04	$(0^+,1^-)$	80 ± 10 (10°)	5.23 ± .02	0^+	84 ± 10	
					5.38 ± .02	2^+	3[illegible] ± 7	
		6.40 ± .05	(2^+)	70 ± 10				
		6.50 ± .03	0^+	170 ± 20	6.40 ± .01	0^+	360 ± 30	
					6.91 ± .02			
					7.20 ± .03			
		7.58 ± .04	(0^+)	40 ± 10	7.56 ± .02	0^+	76 ± 5	
8.00	3^-				7.94 ± .02	3^-	60 ± 5	(25°)
		8.52 ± .05	(0^+)	110 ± 10	8.41 ± .01	0^+	360 ± 20	
					8.64 ± .05			
		8.84 ± .06		190 ± 20 (20°)	8.86 ± .05			
					9.04 ± .03			
					9.61 ± .03			
		9.98 ± .05	(2^+)	130 ± 20	9.98 ± .02	2^+	80 ± 7	
		10.25 ± .05	(0^+)	110 ± 20	10.25 ± .02	0^+	170 ± 30	
		10.70 ± .04	0^+	360 ± 40	10.70 ± .01	0^+	480 ± 30	
					10.83 ± .05			
					10.95 ± .05			
					11.12 ± .05			
		11.51 ± .05	(2^+)	200 ± 20	11.46 ± .03	2^+	100 ± 20	
					11.62 ± .03			
					11.74 ± .05			
					11.85 ± .03	2^+	90 ± 30	
					12.04 ± .02	0^+	110 ± 10	
					12.10 ± .05	2^+	26 ± 5	
					13.52 ± .02	0^+	78 ± 10	
					13.73 ± .03	4^+	160 ± 15	(35°)
					14.05 ± .05			
					14.54 ± .03			
					14.59 ± .03			
					14.70 ± .03			
					14.73 ± .03			
					14.85 ± .03	2^+	74 ± 15	
					14.87 ± .02	0^+	280 ± 30	

a) Ref. 36)

b) Ref. 6) , $\sigma_{c.m.}$ bei $0^\circ(0^+)$ bzw. $20^\circ(2^+)$

c) diese Arbeit, $\sigma_{c.m.}$ bei $0^\circ(0^+)$ bzw. $20^\circ(2^+)$, verwendeter Q-Wert: (7696.7±2.9) keV

aufweisen. Wie schon beim ^{56}Ni ist der Umfang erstmalig gemessener Niveaus und neu bestimmter Spins sehr groß. Die Anregungsenergien sind dank der besseren Auflösung und Statistik wesentlich genauer bestimmt als bei Evers et al.[6]. Alle unsicheren Spinzuordnungen konnten eindeutig geklärt werden. Insgesamt ergeben sich in keinem Fall Widersprüche.

Nicht ganz so günstig liegen die Verhältnisse bei den Wirkungsquerschnitten. Die Relativwerte weichen teilweise stark (bis zu einem Faktor 4) voneinander ab. Eine Erklärung hierfür kann nicht gegeben werden.

^{52}Fe

Das Niveauschema des ^{52}Fe wurde bisher im wesentlichen nur mit (p,t)[39,40,41] und (τ,n)[6] untersucht. In Tabelle 6 sind die Ergebnisse von Viano[41], von Evers et al.[6] und dieser Arbeit eingetragen. Das in dieser Arbeit gewonnene Material ist wesentlich umfangreicher als das aus Ref. 6), wobei sich für die Energien und Spins in keinem Fall ein Widerspruch ergibt. Das bisher bekannte Niveauschema von ^{52}Fe wurde durch diese Messung ergänzt und erweitert. Auch hier treten keine Diskrepanzen für die vergleichbaren Niveaus auf.

^{52}Cr

Dieser Kern ist bereits relativ häufig untersucht worden. Im folgenden möchte ich den Vergleich auf die Zweiteilchentransferreaktionen[42,43,44] beschränken, da die übrigen Reaktionen und Zerfälle zu dieser Arbeit nichts wesentliches beitragen (Tabelle 7).

Da Chapman et al.[43] keine absoluten Wirkungsquerschnitte gemessen hat, werden die Daten von Casten et al.[42] zur Normierung hinzugenommen. Doppelinformation aus der (t,p)- und (τ,n)-Reaktion ist relativ gering. Es ist vielmehr so, daß sie sich gegenseitig ergänzen. Bei den vergleichbaren Zuständen treten bis auf zwei Fälle keine Unterschiede auf. Der erste Fall betrifft die 0^+-Niveaus bei 5.6 und 5.75 MeV. Da die Energieauflösung in (τ,n) bei dieser An-

Tabelle 6: Vergleich experimenteller Daten zum ^{52}Fe

$(p,t)^{a)}$		$(\gamma,n)^{b)}$ E_γ = 18 MeV			$(\gamma,n)^{c)}$ E_γ = 13 MeV		
E^*[MeV]	J^π	E^*[MeV]	J^π	$\sigma_{c.m.}$[μb/sr]	E^*[MeV]	J^π	$\sigma_{c.m.}$[μb/sr]
0.0	0^+	0.0	0^+	1640 ± 160	0.0	0^+	620 ± 20
0.84	2^+	0.84 ± .06	(2^+)	60 ± 10	0.84 ± .03	2^+	70 ± 10
2.36	4^+				2.36 ± .05	4^+	14 ± 3(35°)
2.74					2.75 ± .03	2^+	28 ± 5
3.55	2^+						
					3.59 ± .03	4^+	40 ± 5(35°)
4.14	0^+	4.13 ± .03	0^+	360 ± 40	4.16 ± .02	0^+	230 ± 15
4.36	4^+						
					4.43 ± .03	2^+	54 ± 15
4.86	(5^-)						
5.11	(3^-)						
5.31	0^+				5.36 ± .03	0^+	19 ± 5
5.65	6^+						
		5.72 ± .03	0^+	180 ± 30	5.76 ± .02	0^+	180 ± 20
5.79					5.82 ± .03	2^+	28 ± 10
6.02	4^+				6.07 ± .03	(2^+)	30 ± 7
6.38							
					6.52 ± .03	3^-	52 ± 7(25°)
6.67	2	6.62 ± .03	2^+	210 ± 20	6.70 ± .03	2^+	75 ± 10
6.84	0						
6.98							
					7.12 ± .05		
7.24					7.28 ± .05		
7.42					7.47 ± .03	2^+	25 ± 5
7.58					7.64 ± .05		
					7.82 ± .05		
		8.05 ± .03	0^+	1010 ± 100	8.05 ± .02	0^+	690 ± 40
8.33	(4^+)	8.30 ± .06	(2^+)	260 ± 30	8.36 ± .02	2^+	140 ± 15
8.52	0^+	8.53 ± .03	0^+	500 ± 60	8.57 ± .02	0^+	420 ± 50
8.92							
					9.01 ± .03	2^+	68 ± 10
					9.13 ± .05		
9.26					9.25 ± .05		
					9.47 ± .05		
					9.77 ± .05		
9.99	(2^+)				10.06 ± .03	2^+	55 ± 7
		10.30 ± .03	0^+	200 ± 20	10.31 ± .02	0^+	95 ± 7
					10.81 ± .05		
11.05					10.99 ± .02	0^+	185 ± 15
					11.44 ± .05		
					11.64 ± .05		
					11.78 ± .03	2^+	60 ± 10

a) Ref. 41), Fehler der Energieangaben: ± 30 keV

b) Ref. 6), $\sigma_{c.m.}$ bei 0° (0^+) bzw. 20° (2^+)

c) diese Arbeit, $\sigma_{c.m.}$ bei 0° (0^+) bzw. 20° (2^+), verwendeter Q-Wert: (4937 ± 13) keV

Tabelle 7: Vergleich experimenteller Daten zum ^{52}Cr

$(t,p)^{a)}$ E_t = 12 MeV			$(t,p)^{b)}$ E_t = 15 MeV	$(\tau,n)^{c)}$ E_τ = 13 MeV		
E^* [MeV]	J^π	$\sigma_{c.m.}$ [rel]	$\sigma_{c.m.}$ [µb/sr]	E^* [MeV]	J^π	$\sigma_{c.m.}$ [µb/sr]
0.0	0^+	550 (5°)	570 (4°)	0.0	0^+	410 ± 30
1.442	2^+	7 (20°)		1.430 ± .03	2^+	54 ± 7
2.663	0^+	616 (5°)	570 (4°)			
2.974		6 (20°)				
3.175	2^+	117 (20°)				
3.781	2^+	15 (20°)		3.70 ± .05	(2^+)	30 ± 7
3.957		4 (44°)				
4.572		11 (28°)				
				4.71 ± .03	2^+	70 ± 10
4.749	0^+	150 (5°)	160 (4°)			
5.423		97 (20°)				
5.443		14 (44°)				
5.600	0^+	43 (5°)		5.65 ± .02	0^+	133 ± 15
5.755	0^+	82 (5°)				
5.869	(2^+)	8 (20°)				
5.973	(2^+)	49 (20°)				
6.028		22 (44°)				
6.069		12 (28°)				
				6.10 ± .03	0^+	38 ± 4
6.154	2^+	44 (20°)				
				6.67 ± .02	0^+	47 ± 7
				7.45 ± .05	0^+	39 ± 7
				7.45 ± .05	2^+	22 ± 7
				8.71 ± .05	0^+	96 ± 7
				8.71 ± .05	(2^+)	17 ± 5
				9.58 ± .02	0^+	67 ± 7
				9.87 ± .05		
				11.28 ± .02	d)	86 ± 7 (35°)
				13.42 ± .01	0^+	230 ± 20
				13.63 ± .01	0^+	220 ± 20
				13.95 ± .05		
				14.11 ± .02	2^+	102 ± 15

a) Ref. 43), Fehler der Energieangaben: ±(15-20) keV

b) Ref. 42)

c) diese Arbeit, $\sigma_{c.m.}$ bei $0^\circ(0^+)$ bzw. $20^\circ(2^+)$, verwendeter Q-Wert: (10841.4±3.2) keV

d) siehe Text

regungsenergie etwa 200 keV beträgt (FWHM), wird nur ein Zustand beobachtet. Die Summenstärke beider Niveaus ist in (t,p) innerhalb der Fehlergrenzen gleich mit der von den Isospinregeln vorhergesagten (τ,n)-Stärke. Der zweite Fall ist wesentlich interessanter. Das Niveau bei 2.663 MeV, das in (t,p) mit vergleichbarer Stärke wie der Grundzustand angeregt wird, erscheint in (τ,n) nicht. Dieser Zustand ist im Rahmen des Paarungsvibrationsmodells verboten und wird später diskutiert (S. 53). Hinzu kommt noch, daß dieser Zustand auch in der Einteilchentransferreaktion $^{51}V(\tau,d)^{52}Cr$[45] nicht angeregt wird, was für den Zweiteilchencharakter des Niveaus spricht. Eine ähnliche Erklärung gilt für den 3.175 MeV-Zustand. Im Rahmen des Schalenmodells läßt sich aus der relativ starken Anregung in (t,p) und (p,t) auf die Konfiguration

$$\pi\,(f_{7/2})^{4}_{0^+} \qquad \nu\left[\,(f_{7/2})^{-2}_{2^+}\;(2p_{3/2})^{2}_{0^+}\,\right]_{2^+}$$

für dieses Niveau schließen. Unter der Annahme einer direkten Reaktion läßt sich diese Konfiguration mit (τ,n) nicht bevölkern. Dies ist auch nicht der Fall. Die Winkelverteilung des 11.28 MeV-Zustands wurde versuchsweise mit einer L = 3 Verteilung gefittet. Die Anpassung ist relativ gut. Andererseits hat aber die Summe einer L = 2 und L = 4 Verteilung bei geeigneten Anteilen die Form einer L = 3 Verteilung. Dieses Niveau ist der isobare analoge "Zustand" zum Grundzustandsmultiplett des ^{52}V mit den Spins 2^+, 3^+, 4^+ im Anregungsenergiebereich bis zu 23 keV. Somit ist hier eine Spinbestimmung unmöglich. Von Auerbach[46] wurde 1967 eine Schalenmodellrechnung durchgeführt, die viele experimentelle Daten in ausgezeichneter Weise wiedergibt. Ein vorhergesagtes und bisher experimentell nicht bestätigtes Niveau bei 4.8 MeV mit $J^\pi = 2^+$ läßt sich mit dem 2^+-Zustand bei 4.71 MeV identifizieren.

^{50}Cr

Die Ergebnisse dieser Arbeit sind zusammen mit den Daten einer (p,t)-Messung[47] in Tabelle 8 wiedergegeben. Die Information über Spins aus Ref. 47) geht über die der Nuclear Data Sheets[36] hinaus. Die Information über vergleichbare Zustände zeigt sehr gute Übereinstimmung. Mit Hilfe der (τ,n)-Messung konnte auch dieses Niveauschema ganz wesentlich erweitert werden. Bis auf die Rechnun-

Tabelle 8: Vergleich experimenteller Daten zu ^{50}Cr

$(p,t)^{a)}$ E_p = 27 MeV		$(\gamma,n)^{b)}$ E_γ = 13 MeV		
E^* [MeV]	L	E^* [MeV]	J^π	$\sigma_{c.m.}$ [μb/sr]
0.0	0	0.0	0^+	620 ± 50
0.788	2	0.78 ± .03	2^+	108 ± 20
1.496	4			
2.923	2			
3.150	2			
3.31				
3.61	4			
3.86	0	3.75 ± .02	0^+	160 ± 20
3.86	≥2			
4.05	0			
4.05	≥2			
4.2				
4.35	0			
4.54	3			
4.75	0	4.74 ± .02	0^+	85 ± 10
5.04				
		5.71 ± .02	0^+	530 ± 40
		8.36 ± .05		
		8.68 ± .05		
		9.90 ± .05	2^+	85 ± 14
		10.50 ± .05		
		10.75 ± .03	2^+	220 ± 30
		11.06 ± .05		
		11.4 ± .1		
		11.53 ± .05	0^+	400 ± 50
		11.68 ± .02	0^+	190 ± 50
		11.87 ± .02	0^+	440 ± 70
		12.68 ± .05		
		12.79 ± .05		
		12.95 ± .05		
		13.22 ± .02	0^+	140 ± 30
		13.90 ± .02	0^+	300 ± 50
		14.50 ± .03		
		14.57 ± .03		
		14.90 ± .02	0^+	390 ± 70

a) Ref. 47), Fehler der Energieangaben: ±(10-30) keV

b) diese Arbeit, $\sigma_{c.m.}$ bei $0^o(0^+)$ bzw. $20^o(2^+)$,
verwendeter Q-Wert: (8630.2 ± 1.7) keV

gen von McCullen, Bayman und Zamick[48] aus dem Jahre 1964 wurden keine Schalenmodelluntersuchungen vorgenommen. Die Schwierigkeit hierbei ist die Tatsache, daß der von McCullen gewählte Konfigurationsraum für diese hoch angeregten Zustände im ^{50}Cr zu klein ist.

5.2.5 Isobare Analog-Zustände

Das Studium von (τ,p)- und (τ,n)-Reaktionen am selben Kern ermöglicht die Identifizierung von Analogzuständen der Endkerne. Charakteristisch für derartige Zustände sind die ähnlichen Winkelverteilungen und ähnliche Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen. Nimmt man an, daß die Reaktionen nach einem direkten Mechanismus verlaufen, so erhält man für (τ,p) und (τ,n)[49]:

$$\frac{\sigma(\tau,n)}{\sigma(\tau,p)} = \frac{k_n}{k_p}\,\frac{2}{2T_f-1} \qquad (2)$$

T_f : Isospin des Analogzustands
k_i : Wellenzahl des entsprechenden Nukleons

Vorausgesetzt wird ferner, daß der Isospin eine gute Quantenzahl ist und die Einschußenergien dieselben sind. In Tabelle 9 werden die Ergebnisse von (τ,p)-Reaktionen und die in dieser Arbeit erlangten Daten miteinander verglichen. Zur Berechnung der isobaren Energieverschiebungen wurden entweder die bereits gemessenen und in der Arbeit von Sherr[50] zusammengefaßten Coulombverschiebungsenergien verwendet oder die nach einer empirischen Formel derselben Arbeit berechneten benutzt.

Aufgrund des Vergleichs können Coulombverschiebungsenergien angegeben werden, die in Tabelle 10 zusammengestellt sind. Da die Angaben von Sherr[50] mit einem Fehler von $\pm$ 100 keV behaftet sein können, besteht in allen Fällen Übereinstimmung mit diesem empirischen Modell. Da keine (τ,p)-Messungen bei 13 MeV vorliegen, wurden die publizierten bei E_τ = 15 MeV gewählt. Abschätzungen haben gezeigt, daß die Fehler bei der Rückrechnung der Verhältnisse auf E_τ = 13 MeV (mittels DWBA) bei 20% liegen. Im Fall des ^{52}Mn liegen zwei (τ,p)-Messungen vor[51,52], und zwar bei E_τ=12MeV

Tabelle 9: Vergleich der Energien von und relativen Übergangsstärken zu isobaren Analog-Zuständen

J^π	$T_>$	$E^*(^{56}Fe)+3.52^{f)}$ [MeV]	$E^*(^{56}Co)^{b)}$ [MeV]	$E^*(^{56}Ni)^{a)}$ [MeV]	$\frac{\sigma(\tau,n)^{56}Ni}{\sigma(\tau,p)^{56}Co}$ EXP	a) b) TH
2^+	1		0.97	7.44	4.5 ± 2.	1.8
0^+	1		1.45	7.91	1.7 ± .3	1.8
2^+	1		2.07	8.52	1.4 ± .5	1.8
2^+	1		2.29	8.69	2.2 ± .4	1.8
0^+	2	3.52	3.52	9.94	0.56± .1	0.6
0^+	2		3.60	10.03	-	-
2^+	2	4.37	4.44	10.82	1.2 ± .3	0.6

J^π	$T_>$	$E^*(^{54}Cr)+6.15$ [MeV]	$E^*(^{54}Mn)^{c)}$ [MeV]	$E^*(^{54}Fe)^{a)}$ [MeV]	$\frac{G(\tau,n)^{54}Fe}{G(\tau,p)^{54}Mn}$ EXP	a) c) TH
0^+	2		1.46	10.25	0.57 ± .15	0.6
0^+	2		2.11	10.70	0.85 ± .1	0.6
0^+	3	6.15	6.15	14.87	0.30 ± .05	0.3

J^π	$T_>$	$E^*(^{52}V)+14.16^{f)}$ [MeV]	$E^*(^{52}Cr)+2.90^{a)}$ [MeV]	$E^*(^{52}Mn)^{d)}$ [MeV]	$E^*(^{52}Fe)^{a)}$ [MeV]	$\frac{G(\tau,n)^{52}Fe}{G(\tau,p)^{52}Mn}$ EXP	a) d) TH
0^+	1			2.47	8.05	2.1 ± .4	1.8
2^+	1			2.79	8.36	1.1 ± .3 [1)]	1.8
0^+	2		2.90	2.93	8.57	1.0 ± .3	0.6
2^+	2		4.34	4.44	10.06	1.0 ± .4	0.6
0^+	2		5.56	5.49	10.99	0.4 ± .1	0.5
2^+	2		6.08	-	11.78	-	-
-	3	14.16	14.18				
0^+	3	16.34	16.32				
0^+	3	16.55	16.53				
2^+	3	17.03	17.01				

J^π	$T_>$	$E^*(^{50}Ti)+4.81$ [MeV]	$E^*(^{50}V)^{e)}$ [MeV]	$E^*(^{50}Cr)^{a)}$ [MeV]	$\frac{\sigma(\tau,n)^{50}Cr}{\sigma(\tau,p)^{50}V}$ EXP	a) e) TH
2^+-6^+	2		0.2 ± .2	8.52 ± .2	-	-
0^+	2		3.22	11.68	0.5 ± .1	0.6
0^+	2		3.46	11.87	0.8 ± .2	0.6
0^+	3	4.81	4.82	13.22	0.4 ± .1	0.35

1) zwei Niveaus in (τ,p)

a) diese Arbeit, E_τ = 13 MeV

b) Ref. 53), E_τ = 15 MeV, korrigiert auf E_τ = 13 MeV

c) Ref. 67), E_τ = 15 MeV, korrigiert auf E_τ = 13 MeV

d) Ref. 51), E_τ = 12 MeV, korrigiert auf E_τ = 13 MeV und Ref. 52), E_τ = 16.5 MeV, korrigiert auf E_τ = 13 MeV

e) Ref. 68), E_τ = 15 MeV, korrigiert auf E_τ = 13 MeV

f) Ref. 36)

Tabelle 10: Gemessene Coulombenergieverschiebung verschiedener Zustände

Isobares Paar	$T_>$	E_{coul}^{exp} a) [keV]	E_{coul}^{th} b) [keV]
^{56}Co - ^{56}Ni	1	9340 ± 30	9445
	2	9310 ± 30	9380
^{54}Mn - ^{54}Fe	2	8810 ± 40	8780
	3	8810 ± 40	8760
^{52}Mn - ^{52}Fe	1	8730 ± 40	8845
	2	8780 ± 40	8780
^{52}V - ^{52}Cr	3	8064 ± 30	8160
^{50}V - ^{50}Cr	2	8170 ± 40	8180
	3	8150 ± 30	8160

a) Die Fehler der Q-Werte aller (τ,n) Reaktionen sind kleiner als 13 keV. Die Massen der Kerne wurden entnommen aus:
J.H.E. Mattauch et al., Nucl. Phys. 67 (1965) 1

b) Ref. 50)

und E_τ = 16.5 MeV. Die Wirkungsquerschnitte sind bei 16.5 MeV im Mittel (50 ± 20)% größer. In Einzelfällen beträgt die Abweichung 50%. Die absoluten Fehler der Wirkungsquerschnitte werden mit ± 20% angegeben. Weiterhin wird bei den 0^+-Zuständen nicht $\sigma(0^\circ)$ angegeben, weil hier für (τ,p) nicht gemessen wurde. Daraus läßt sich erkennen, daß allein vom experimentellen Standpunkt aus eine bessere Übereinstimmung als auf etwa 30% nicht erwartet werden kann.

^{56}Ni

Es wurden nur die Daten in Tabelle 9 aufgenommen, die relativ gut gesichert sind. Unter den existierenden (τ,p)-Arbeiten gibt es große Unterschiede, bei den Wirkungsquerschnitten bis zu einem Faktor 3. Die verläßlichste Arbeit scheint die von Caldwell[53] zu sein, die auch die meisten früheren Arbeiten diskutiert. Die wesentlichste Diskrepanz betrifft die Zustände bei 3.52 und 3.60 MeV in ^{56}Co. Am wahrscheinlichsten ist $J^\pi = 0^+$ für beide, jedoch läßt sich 1^+ für den 3.52 MeV-Zustand nicht ausschließen. Nach Ref. 53) besteht die starke Vermutung, daß beide Zustände Doubletts sind. Da das 10.03 MeV-Niveau in ^{54}Fe(τ,n) keine klare Winkelverteilung hat, wurde nur der 9.94 MeV-Zustand mit seinem analogen bei 3.52 MeV im ^{56}Co verglichen. Im übrigen wird Formel (2) gut bestätigt.

^{54}Fe

In diesem Kern stimmen die Stärken der Reaktionen gut miteinander überein.

^{52}Fe/^{52}Cr

Auch hier stimmen die experimentellen Verhältnisse gut mit den Vorhersagen überein. Auffallend ist das Verhalten des 0^+-Zustands bei 5.5 MeV im ^{52}Mn. Die Coulombenergieverschiebung relativ zum

Grundzustand von ^{52}Cr weist eine Differenz von 70 keV auf. Zum 10.99 MeV-Zustand im ^{52}Fe beträgt sie 120 keV. Trotzdem besteht wegen des Stärkeverhältnisses kein Zweifel an der Zuordnung.

^{50}Cr

Da sich unter den (τ,p)-Winkelverteilungen solche befinden, die sowohl mit reinem L = 0 Transfer als auch mit L = 0 + 2 Transfer beschrieben werden können, wurde von Caldwell[54] eine Methode entwickelt, die es gestatten soll, diese beiden Möglichkeiten zu unterscheiden. Somit wäre eine Trennung in 0^+- und 1^+-Niveaus möglich. Die Methode, die auf einen Vergleich von erstem Maximum und erstem Minimum der Winkelverteilung hinausläuft, erscheint mir aber nicht sicher genug, deshalb wurde bei der Gegenüberstellung der analogen Kerne die Mehrdeutigkeit bezüglich J = 0,1 in (τ,p) beibehalten. Hinzukommt, daß die Winkelverteilungen von Smith[55] nicht derartige Unterschiede aufweisen. Andererseits ergibt gerade die gute Übereinstimmung der Transferstärken einen deutlichen Hinweis auf die Spinzuordnung.

Zusammenfassung

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Vorhersagen dieser einfachen Regel (die ja abgesehen von den Wellenzahlen nur Verhältnisse von Isospin-Clebsch-Gordan-Koeffizienten enthält) recht gut erfüllt sind, gerade wenn die Unsicherheit durch die abweichenden Einschußenergien einbezogen wird. Diese Tatsache bestätigt nachträglich die Voraussetzungen für die Annahme einer direkten Reaktion für (τ,n) bei einer Einschußenergie von 13 MeV.

6. Diskussion der Modelle

6.1 Grundzustände

Bei den folgenden Betrachtungen werden die Grundzustandsstärken eine wesentliche Rolle spielen. Aus diesem Grund sind alle verfügbaren (τ,n)-Wirkungsquerschnitte der Grundzustände von den in dieser Arbeit untersuchten Kernen in Tabelle 11 miteinander verglichen.

Tabelle 11: Vergleich der Wirkungsquerschnitte $\sigma(0^\circ)$ zu Grundzuständen bei verschiedenen Einschußenergien [μb]

NDKERN	Einschußenergie				normiert auf ^{56}Ni			
	13 MeV[a]	14 MeV[b]	15 MeV[c]	18 MeV[d]	13 MeV	14 MeV	15 MeV	18 MeV
^{56}Ni	420 ± 20	550 ± 70	580 ± 30	1010 ± 100	1	1	1	1
^{54}Fe	670 ± 20	800 ± 100	830 ± 50	760 ± 70	1.59 ±.06	1.5 ±.2	1.43 ±.09	0.75 ±.15
^{52}Fe	620 ± 20		770 ± 50	1640 ± 160	1.48 ±.06		1.33 ±.10	1.62 ±.15
^{52}Cr	410 ± 30		600 ± 40	800	0.98 ±.09		1.03 ±.09	0.79
^{50}Cr	620 ± 50	935 ± 100	800 ± 50	1400	1.48 ±.09	1.7 ±.2	1.38 ±.10	1.39

diese Arbeit b) Ref. 7) c) Ref. 8) d) Ref. 6)

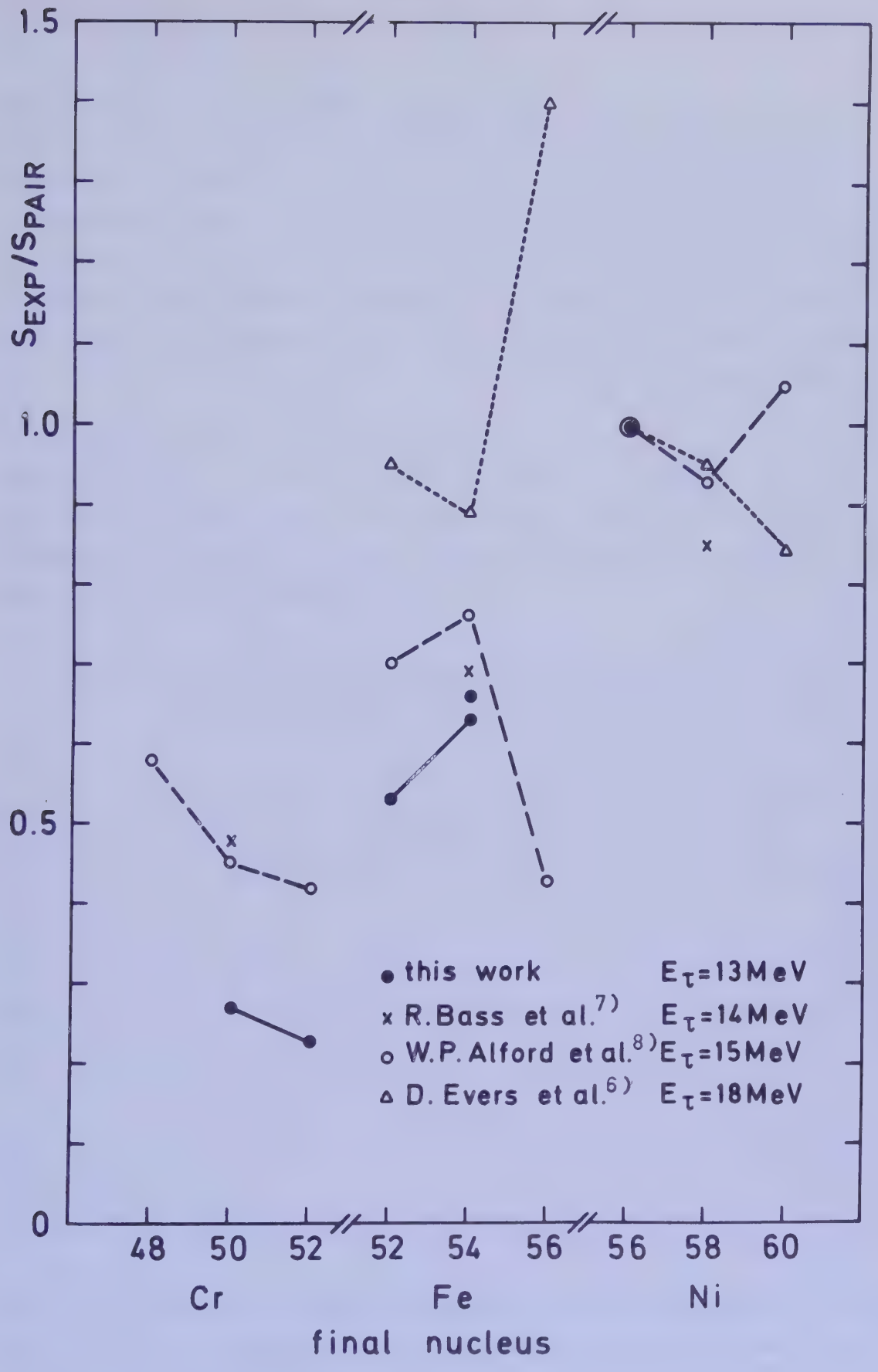
Dieser Vergleich zeigt, daß die relativen Wirkungsquerschnitte der Messungen bei 13, 14, 15 und 18 MeV in Abhängigkeit vom Targetkern innerhalb der experimentellen Fehler übereinstimmen. Die einzige Ausnahme ist der Grundzustand vom ^{54}Fe, dessen Stärke bei 18 MeV nicht mit den anderen übereinstimmt. Eine Erklärung hierfür kann nicht gegeben werden. Wie aus Abschnitt 5.2.4 ersichtlich, gilt dies für alle Zustände von ^{54}Fe.

6.2 Vergleich der Experimente mit dem Paarungsvibrationsmodell und dem Schalenmodell

Der Vergleich der Übergangsstärken zu den Grundzuständen mit dem Paarungsvibrationsmodell (PVM) ist in Abb. 13 und in Tabelle 12 (Seite 47) dargestellt. In Abb. 13 ist das Verhältnis von experimentellen zu theoretischen (PVM)-Übergangsstärken gegen die Neutronenzahl bzw. die Ladung des Endkerns aufgetragen. Absolute Stärken sind dem PVM nicht zu entnehmen, da der Parameter α_r nicht bekannt ist. Die Werte für Kerne gleicher Protonenzahl sind miteinander verbunden. Normiert wurde am ^{56}Ni. Wenn das Modell gute Vorhersagen trifft, sollten alle Werte bei 1 liegen. In die Verhältnisse gehen auch die verschiedenen optischen Potentiale und Q-Wert-Abhängigkeiten ein.

Insgesamt ergibt sich ein Bild guter Übereinstimmung der verschiedenen Messungen untereinander. Eine gewisse Ausnahme stellen die Ergebnisse von Evers[6] dar. Eine besonders große Abweichung zeigt sich beim ^{56}Fe. Die einzige Erklärung scheint eine falsche Berechnung der theoretischen Übergangsstärken in Ref. 6) zu sein. Eine Neuberechnung ergibt die folgenden Werte für das Verhältnis $\sigma_{EXP}^{Evers}/\sigma_{PVM}$ bei ^{56}Ni, ^{56}Fe, ^{54}Fe, ^{52}Fe : 1, 0.84, 0.53, 1.14, die wesentlich besser in das Gesamtbild passen.

Die Übereinstimmung mit dem PVM ist nur in der Nähe von ^{56}Ni gut. Die Chromisotope weisen bereits deutliche Abweichungen von den Modellvorhersagen auf. Dabei fällt auf, daß die Abhängigkeit von der Neutronenzahl relativ gut beschrieben wird. Die Diskrepanzen treten bei der Protonenzahl auf. Zu sehr ähnlichen Ergebnissen kommt auch Casten[42] bei der Untersuchung von (t,p)-Messungen im Bereich von Ca bis Ni. Auch hier nimmt das Verhältnis ab, wenn man sich von der abgeschlossenen Schale bei ^{48}Ca entfernt. Allerdings verläuft der Effekt hier in entgegengesetzter Richtung; beim ^{60}Fe ist das Verhältnis am kleinsten.



bb. 13: Vergleich der experimentellen Übergangsstärken zum Grundzustand verschiedener Kerne aus Arbeiten verschiedener Autoren mit den Vorhersagen des harmonischen Paarungsvibrationsmodells. Die jeweils unterschiedliche Q-Wert-Abhängigkeit ist bereits berücksichtigt.

Weiterhin findet Ball[56], der mit der (p,t)-Reaktion die N = 50 Gegend untersucht hat, ebenfalls Abweichung von den Modellvorhersagen mit zunehmender Protonenzahl, ausgehend vom ^{88}Sr. Gründe für diese Abweichungen gibt es mehrere. Die Struktur der Neutronenschale kann sich mit dem Auffüllen der Protonenschale ändern. Es können Änderungen der Grundzustandskorrelationen die Ursache sein. So wird z.B. der Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 3 größer, wenn zum reinen $1f^2_{7/2}$-Formfaktor 2% $2s^2_{1/2}$ und 4% $1d^2_{3/2}$ hinzugemischt wird.

Eine dritte Möglichkeit ist die Annahme von Anharmonizitäten, d.h. Wechselwirkung zwischen Paaren im PVM (s. Abschnitt 3.1). Bohr[1] hat für den letzten Fall vorgeschlagen, daß sich die Übergangsstärke proportional zu $(1 - \alpha n_r)$ ändert. Spalte 4 in Tabelle 12 zeigt den Effekt dieser Korrektur.

Tabelle 12: Vergleich der experimentellen und theoretischen Übergangsstärken verschiedener Modelle

ENDKERN	$(n_r t_r, n_a t_a, TT_z)$	$\frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{PVM}}$	$\frac{\sigma_{exp}}{(1-\alpha n_r)\,\sigma_{PVM}}$ a)	$\frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{SM}}$	$S^{f7/2}_{exp}$	$S^{DIAG}_{Bès}$ b)	$S^{PVM}_{Bès}$
^{56}Ni	(00,00,00)	1	1	1	13 ± 4	1.35 ± .4	1.35 ± .4
^{54}Fe	(11,00,11)	0.63	1.02 (α_1)	0.84	11 ± 4	2.2 ± .5	1.3 ± .5
^{52}Fe	(20,00,00)	0.53	1.02 (α_2)	0.74	10 ± 4		
^{52}Cr	(22,00,22)	0.23	0.96	0.45	6 ± 2		
^{50}Cr	(31,00,11)	0.27	0.96	0.55	7 ± 2		

a) $\alpha_1 = 0.38$, $\alpha_2 = 0.24$

b) Bei guter Übereinstimmung von Experiment und Theorie sollte S = 1 sein.

Es dürfen dabei nur solche Übergänge gleichartig korrigiert werden, die eine vergleichbare Isospinkonfiguration haben. Der Parameter α wird dabei als freie Größe behandelt, da keine Werte aus anderen Experimenten vorliegen. Daß sich dabei verschiedene Para-

meter für verschiedene Gruppen ergeben, ist verständlich, da auch der Verlauf der Grundzustandsenergien in Abhängigkeit der Masse für diese Gruppen verschieden ist (s. Abschnitt 6.4). Das hier vorliegende experimentelle Material reicht aus, diese Korrektur zu prüfen. Zum einen wird der Trend richtig wiedergegeben, zum anderen stimmt auch der quantitative Verlauf. Wendet man dieses "Modell" auf die Daten von Casten[42] an, so ergeben sich die folgenden Werte: 1: 1.05 : 0.94 : 0.94 mit $\alpha = 0.18$ für $n_r = 4 : 3 : 2 : 1$. Das anharmonische Modell beschreibt demnach die experimentellen Daten sehr schön.

Es ist nicht sinnvoll, den Test weiter auszudehnen, bevor Modellannahmen über den Parameter α gemacht wurden. Dazu ist allerdings die Theorie der Anharmonizitäten noch nicht weit genug fortgeschritten. Eine vollständige Behandlung des PVM in einem Spezialfall (^{90,92,94,96}Zr(p,t)), die bestimmte anharmonische Effekte einbezieht, wurde von Sørensen[4] angegeben.

Schalenmodell

Rechnungen für die Nickelisotope[46,48], die auf einem inerten ^{56}Ni-Kern basieren, beschreiben die tiefliegenden Energiespektren sehr gut. Die elektromagnetischen Übergangsstärken werden jedoch bei weitem nicht so gut wiedergegeben. Aus diesem Grund wird angenommen, daß Anregungen aus dem abgeschlossenen ^{56}Ni-Kern eine wesentliche Rolle spielen. Wong und Davies[57] haben den Einfluß derartiger Anregungen im ^{56}Ni untersucht. Zugelassen waren OT-OL, 1T-1L, 2T-2L und bestimmte 4T-4L Anregungen. Die Autoren verwendeten renormalisierte Kuo-Brown[58]-Matrixelemente, die aus dem Hamada-Johnston-Potential gewonnen wurden mit dem folgenden Satz ungestörter Einteilchenenergien (im wesentlichen gewonnen aus dem ^{57}Ni-Spektrum):

$1f_{7/2}$: - 1.5 MeV , $2p_{3/2}$: 0 MeV , $1f_{5/2}$: 0.78 MeV , $2p_{1/2}$: 1.08 MeV

Die wesentliche Schlußfolgerung war, daß die 4T-4L-Konfigurationen in den tiefliegenden Zuständen positiver Parität dominieren (z.B. nur 16% OT-OL im ^{56}Ni-Grundzustand), und daß 1T-1L-Anteile kleiner als 1% sind. Ganz im Gegensatz dazu stehen die Ergebnisse von Jaffrin[59]. Auch hier sind OT-OL, 2T-2L und gestreckte 4T-4L-Zustände zugelassen. Der Energieabstand $\Delta\varepsilon = \varepsilon(2p_{3/2}) - \varepsilon(1f_{7/2})$ wird so gewählt, daß das 0^+-Niveau bei 5.05 MeV im ^{56}Ni reproduziert wird. Es zeigt sich, daß nach dieser Rechnung der Grundzustand von ^{56}Ni zu 95% OT-OL-Charakter hat. Die tiefliegenden 2^+(2.64 MeV)- und 4^+(3.90 MeV)-Niveaus werden hier als 1T-1L-Zustände beschrieben.

Ein wichtiger Parameter bei diesen Rechnungen ist der schon oben erwähnte Kern-Valenzabstand $\Delta\varepsilon$. Jaffrin[59] errechnet $\Delta\varepsilon$ = 4 MeV, vergleichbar mit dem experimentellen Ergebnis $\Delta\varepsilon$ = 4.8 MeV. Im Gegensatz dazu finden Wong und Davies[57] $\Delta\varepsilon$ = 1.5 MeV. Vergleichbare Rechnungen wurden von Pittel[60] für ^{54}Fe durchgeführt. Die Prozedur ist ähnlich der von Wong und Davies, ebenso die Ergebnisse.

Eine neuere Arbeit von Oberlechner und Richert[61] beinhaltet u.a. Rechnungen zu ^{54}Fe und ^{56}Ni. Auch hier werden Zweiteilchenanregungen aus der $1f_{7/2}$-Schale hinzugenommen. Die Einteilchenenergien, die verwendet wurden sind:

$1f_{7/2}$: 0 MeV, $2p_{3/2}$: 3.38 MeV, $1f_{5/2}$: 3.66 MeV, $2p_{1/2}$: 4.88 MeV

Ganz im Gegensatz zu den anderen Autoren wird hier bewußt auf die Anpassung von Einteilchenenergien verzichtet. Es wurde in zwei Stufen vorgegangen:

1. Nur OT-OL und 2T-2L-Konfigurationen. Ergebnis: viel zu großer Abstand zwischen Grundzustand und erstem angeregten 0^+-Niveau. Der Grundzustand besteht aus 74% OT-OL.
2. Nach Erniedrigung der $f_{7/2}$-$f_{5/2}$-Aufspaltung um 2.5 MeV ergeben sich ähnliche Verhältnisse wie bei Wong und Davies[57] (Grundzustand mit 20% OT-OL-Beitrag).

Die Ergebnisse für ^{54}Fe sind mit denen von Pittel[60] vergleichbar.

Insgesamt ergibt sich aus den Rechnungen eigentlich nur, daß die Resultate sehr stark vom gewählten Wert für den Kern-Valenz-Energieabstand abhängen.

Die Vorhersagen des Schalenmodells (SM) mit reinen $1f_{7/2}^{n}$-Konfigurationen sind ebenfalls in Tabelle 12 angegeben. Das Schalenmodell beschreibt die Stärke der Grundzustandsübergänge besser als das harmonische PVM. Die Abhängigkeit von der Neutronenzahl ist dieselbe wie im PVM, da die Isospinkopplungskoeffizienten in beiden Modellen dieselben sind. Die Abhängigkeit von der Protonenzahl befindet sich in besserer Übereinstimmung mit dem Experiment. Die Erklärung für Abweichungen ist dieselbe wie im PVM (z.B. Änderung der Grundzustandskorrelation). Wird für die Normierungskonstante der Wert $N_o = 155$ festgelegt (s. Abschnitt 5.2.2), so kann man aus den experimentellen Werten den Faktor S_{AB} berechnen, der in Tabelle 12 mit $S_{exp}^{f7/2}$ bezeichnet wird. Beschreibt das Modell das Experiment gut, so sollten die Werte für S bei 1 liegen. Die angegebenen Fehler gründen sich zum einen auf die Unsicherheit des Werts der Normierungskonstante, zum anderen auf den Fehler des DWBA-Wirkungsquerschnitts,hervorgerufen durch die Unsicherheit der optischen Potentiale. Die experimentellen Übergangsstärken sind etwa einen Faktor 10 größer als vom Schalenmodell vorausgesagt. Dies stellt den Effekt der "Überhöhung" der Stärken dar, von dem bereits in früheren Teilen dieser Arbeit die Rede war. Wie bereits erwähnt, sind die Werte der Stärken sehr empfindlich auf Konfigurationsmischungen. Das könnte zur Bestimmung der Grundzustandskonfiguration ausgenutzt werden. Aus der (τ,n)-Reaktion allein ist jedoch eine Festlegung der Stärkeanteile nicht möglich. Eindeutige Resultate können nur gewonnen werden, wenn auch die zeitumgekehrte Reaktion (n,τ) oder eine äquivalente gemessen wird.

In Abschnitt 3.2.2 wurde die Schalenmodelldiagonalisierung von Bès[11] besprochen. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Tabelle 12 ($S_{Bès}^{DIAG}$) eingetragen. Weiterhin wurden in dieser Arbeit die berechneten Konfigurationen dazu verwendet, Untersuchungen im Rahmen des PVM durchzuführen ($S_{Bès}^{PVM}$). Leider sind nur für diese beiden Übergänge Angaben vorhanden. Trotzdem ist die richtige Beschreibung der Experimente durch die "Paarungswellenfunktionen" gezeigt.

6.3 Angeregte Zustände

Bisher war nur von den Grundzuständen die Rede. Der Vergleich der Vorhersagen des harmonischen PVM mit dem Experiment für die Übergangsstärken angeregter Zustände ist in Abb. 14 dargestellt. Normiert wurde auf den 6.62 MeV-Zustand im ^{56}Ni. Die mit * versehenen Zustände rühren nicht von additiven Quanten her, sondern wie die Grundzustände von subtraktiven und sind auf den Grundzustand von ^{56}Ni normiert. Zusätzlich sind die Ergebnisse der anharmonischen Korrektur eingetragen. Es sind Voraussagen für alle erlaubten Zustände eingetragen. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung mit dem PVM recht gut. Das $(n_r,n_a) = (1,1)$-Isospintriplett im ^{56}Ni und das (3,1)-Triplett im ^{52}Fe sollte mit derselben Stärke angeregt werden. Wie aus Abb. 14 ersichtlich, ist das tatsächlich der Fall. Im ^{52}Cr scheint ein gewisser Teil der 0^+-Stärke zu fehlen. Da die Niveaudichte ab 5 MeV Anregungsenergie stark zunimmt, ist es möglich, daß die fehlende Stärke über mehrere 0^+-Zustände verteilt ist. Insgesamt ist aber auch hier eine vom ^{56}Ni zum ^{50}Cr wachsende Abweichung des harmonischen Modells vom Experiment erkennbar.

Hansen[62] findet bei der Untersuchung der (τ,p)-Reaktion eine zu geringe Übergangsstärke für die Antianalogzustände (AAS) im Verhältnis zu den isobaren Analogzuständen (IAS). Für das Verhältnis IAS/AAS ergeben sich bei den Kernen ^{56}Co, ^{54}Mn, ^{52}Mn, ^{52}V, ^{50}V die Werte 0.67, 0.33, 0.05, 0.13, 0.21. Die Verhältnisse für ^{56}Ni, ^{54}Fe, ^{52}Fe, ^{52}Cr, ^{50}Cr aus (τ,n) sind: 0.66, 0.44, 0.4, 0.33, 0.41. Es liegen also bei (τ,p) und (τ,n) sehr ähnliche Verhältnisse vor. Im Gegensatz zu Hansen [62] befinden sich bei (τ,n) in der Nähe der AAS beachtliche 0^+-Stärken, die Schlüsse sehr unsicher werden lassen. Eine derartig starke Aufspaltung ist allerdings unwahrscheinlich, zumal der zugehörige IAS nicht aufgespalten ist. Die von Hansen[62] gezogene Schlußfolgerung, der Schalenabschluß bei N = 28 sei nicht so gut wie im ^{48}Ca, kann also weder bestätigt noch widerlegt werden.

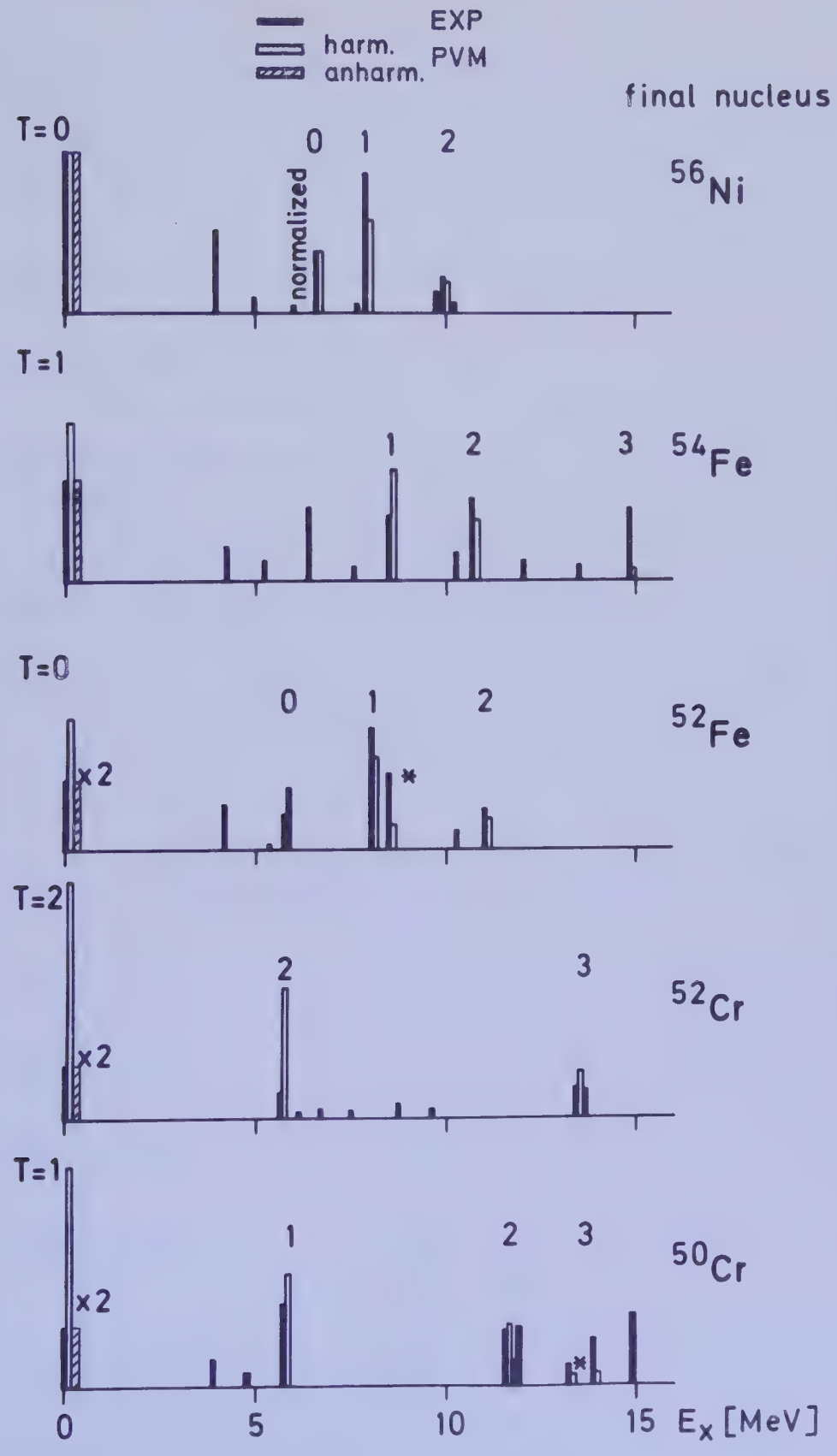


Abb. 14: Vergleich der experimentellen Übergangsstärken mit den Voraussagen des Paarungsvibrationsmodells.

Im folgenden soll eine sehr wesentliche Eigenschaft des PVM untersucht werden. Es betrifft die Vorhersage von Übergängen, die aufgrund der Paarungskonfiguration im Anfangs- und Endzustand verboten sind. Ein Beispiel soll der Erläuterung dienen.

Der Grundzustand vom ^{56}Fe hat die Konfiguration

$$(n_r t_r, n_a t_a, TT_z) = (11,11,22).$$

Mit der (p,t)-Reaktion zum ^{54}Fe kann also u.a. der Zustand (22,11,11) und der Zustand (20,11,11) bevölkert werden (Hinzufügen eines n_r-Quants mit $t_r = 1$, so daß im Endzustand $t_r = 0$ und 2 möglich ist). Der Grundzustand vom ^{52}Cr hat die Konfiguration (22,00,22). Die (τ,n)-Reaktion kann den (22,11,11)-Zustand, nicht aber die (20,11,11)-Konfiguration bevölkern. Eine Änderung der n_a-Quantenzahl hat also keinen Einfluß auf die n_r-Quantenzahl. Es ist nun tatsächlich so, daß der Zustand (20,11,11) in der (τ,n)-Reaktion nicht bevölkert wird. Eine quantitative Übersicht zeigt Tabelle 13.

Tabelle 13: Vergleich der Stärken von Übergängen verschiedener Reaktionen, die im Paarungsvibrationsmodell erlaubt bzw. verboten sind.

ENDKERN	TARGET KONFIGURATION	ENDZUSTAND E^*[MeV]	KONF	Übergangsstärke relativ zum Grundzustand [%] (p,t) PVM	(p,t) EXP	(t,p) PVM	(t,p) EXP	(τ,n)[a] PVM	(τ,n)[a] EXP
^{54}Fe	^{56}Fe (11,11,22)	2.54	(20,11,11)	JA	15[b]			NEIN	< 1
	^{52}Cr (22,00,22)	8.41	(22,11,11)	JA	kA			JA	31
^{52}Fe	^{54}Fe (11,00,11)	5.76	(31,11,00)	NEIN	0[c]			JA	43
	^{50}Cr (31,00,11)	8.05	(31,11,10)	NEIN	0			JA	86
		10.99	(31,11,20)	NEIN	0			JA	36
^{52}Cr	^{54}Cr (22,11,33)	2.66	(31,11,22)	JA	13[d]	JA	120[e]	NEIN	< 2
	^{50}Cr (31,00,11)	~6	(33,11,22)	JA	20	NEIN	8	JA	37
	^{50}Ti (33,00,33)								

a) diese Arbeit
b) Ref. 37)
c) Ref. 41), so klein, daß nicht meßbar
d) Ref. 44)
e) Ref. 43)
kA: keine Angaben

Die exzellente Übereinstimmung der Experimente mit den Vorhersagen ist deutlich. Die komplementäre Untersuchung der erlaubten Übergänge führt ebenfalls nicht zu Widersprüchen. Die Zustände (11,11,00) und (11,11,10) im ^{56}Ni und (20,00,00) im ^{52}Fe sind sowohl in (τ,n) als auch (p,t) erlaubt und werden bevölkert[33,37]. Beim ^{50}Cr ist kein Vergleich möglich, da keine geeigneten Daten vorliegen. Die soeben behandelte Eigenschaft ist ein Charakteristikum des PVM und ist in natürlicher Weise in keinem anderen Modell realisiert.

6.4 Energien im Paarungsvibrationsmodell

Im folgenden werden die Vorhersagen des PVM zur energetischen Lage der Niveaus überprüft. Aus dem harmonischen PVM folgt für die Energie der Phononen n_r und n_a:

$$E(n_r,n_a) = (n_r + n_a)\,\hbar\omega$$

wobei $\hbar\omega$ durch die Bedingung

$$\hbar\omega = E_{th}(1,0) = E_{th}(0,1) = E_{exp}(^{54}\mathrm{Fe}_{g.s.}) = E_{exp}(^{58}\mathrm{Ni}_{g.s.}) = 4.05\ \mathrm{MeV}$$

festgelegt wird, mit (s. Abschnitt 3.1):

$$E_{exp}(A,Z) = -B(A,Z) + B(56,28) + 13.27(A-56) - \left[E_{coul}(A,Z) - E_{coul}(A,28)\right] \quad (3)$$

Dabei ist B(A,Z) die Bindungsenergie und $E_{coul}(A,Z)$ die Coulombenergie des Kerns (A,Z) in MeV.

Für den Abstand von Niveaus, deren Wellenfunktion sich nur im Isospinteil unterscheiden, gilt[63]:

$$E(A,T) = \frac{C}{A}\,T(T+1) \qquad T = \text{Isospin des Zustands} \quad (4)$$

Der Wert für C hängt vom betrachteten Kern ab und beträgt im Mittel 45 MeV.

In Tabelle 14 ist die gesamte Information zusammengefaßt. Dabei ist E^*_{exp} die gemessene Energie der Zustände, E^{PVM}_{exp} ist die Schwerpunktsenergie der drei Zustände mit $T' = T_z - 1$, T_z, $T_z + 1$ und E^{PVM}_{harm} sind die Energien des harmonischen PVM. Die auf Anharmonizitäten, d.h. Wechselwirkung zwischen den Paaren, korrigierten

Tabelle 14: Übersicht über experimentelle und vom Paarungs-vibrationsmodell vorhergesagte Energien [MeV]

	E^*_{exp} [MeV]	E_{exp} a) [MeV]	KONF	E^{PVM}_{exp} b) [MeV]	E^{PVM}_{harm} [MeV]	E^{PVM}_{anharm} [MeV]
^{56}Ni	0.0	0.0	(00,00,00)	0.0	0.0 *)	0.0 *)
	6.62	6.62	(11,11,00)	7.87	8.1	6.62 *)
	7.91	7.91	(11,11,10)			7.8 ± .1
	9.94	9.97	(11,11,20)			10.0 ± .1
	(10.02)					
^{54}Fe	0.0	4.05	(11,00,11)	4.05	4.05 *)	4.05 *)
	8.41	12.46	(22,11,11)	15.9	12.2	11.3 ± .3
	10.70	14.75	(22,11,21)			14.5 ± .3
	14.87	18.92	(22,11,31)			19.3 ± .3
^{52}Cr	0.0	10.25	(22,00,22)	10.25	8.1	10.25 *)
	5.65	15.90	(33,11,22)	c)	16.2	18. ± 1.
	13.42	23.78	(33,11,32)			23. ± 1.
	13.63					
^{50}Ti	0.0	18.3	(33,00,33)	18.3	12.2	18.5 ± .3
^{48}Ca	0.0	28.3	(44,00,44)	28.3	16.2	28.8 ± .6
^{58}Ni	0.0	4.08	(00,11,11)	4.08	4.05	4.05
^{60}Ni	0.0	10.24	(00,22,22)	10.24	8.1	10.25
^{62}Ni	0.0	18.4	(00,33,33)	18.4	12.2	18.5 ± .3
^{64}Ni	0.0	28.4	(00,44,44)	28.4	16.2	28.8 ± .6
^{66}Ni	0.0	39.8	(00,55,55)	39.8	20.3	41. ± 1.
^{52}Fe	0.0	1.76	(20,00,00)	1.76	1.76 *)	-
	5.76	7.52	(31,11,00)	10.0	9.9	
	8.05	9.81	(31,11,10)			-
	10.99	12.75	(31,11,20)			
^{50}Cr	0.0	5.03	(31,00,11)	5.03	5.8	-

a) siehe Formel (3), Abschnitt 6.4

b) Schwerpunktsenergie der eingeklammerten Niveaus

c) Der Schwerpunkt ist nicht bestimmbar, da das dritte Mitglied des Isospinmultipletts (T = 4) nicht gemessen wurde. Es ist aber deutlich, daß der Schwerpunkt wesentlich höher als die harmonische Vorhersage liegt.

*) angepaßt

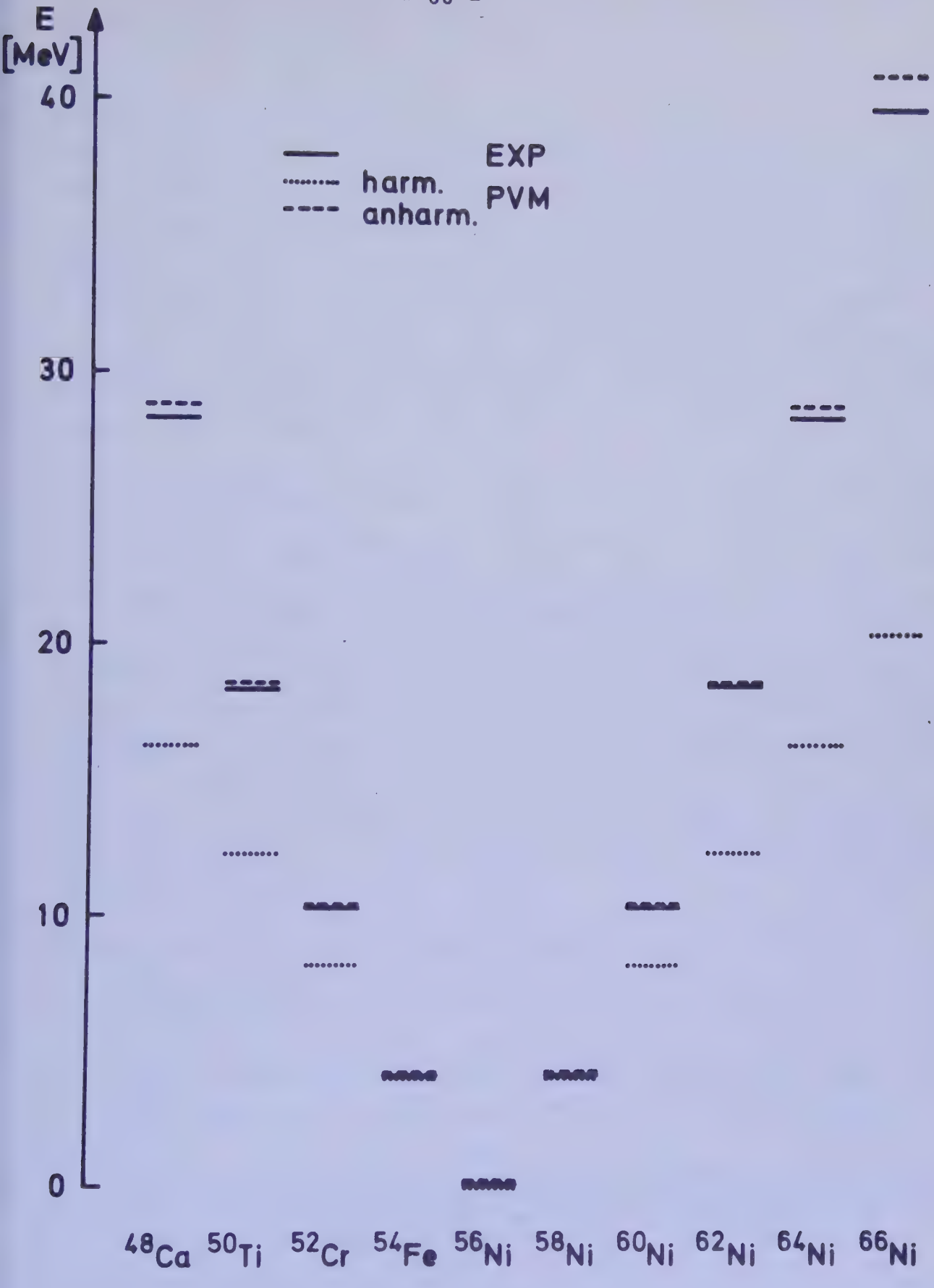


Abb. 15: Energie von Grundzuständen (s. Formel (3)) verschiedener Kerne und die Vorhersagen des harmonischen und anharmonischen Paarungsvibrationsmodells.

Energien des harmonischen Modells sind mit E^{PVM}_{anharm} bezeichnet. In Abb. 15 ist der Vergleich der Energie von Grundzuständen verschiedener Kerne mit dem harmonischen und anharmonischen PVM dargestellt. Es wird hier von vornherein angenommen, daß die Korrekturen anharmonischer Natur sind und nicht etwa von statischer Deformation der Kerne herrühren. Parikh[64] folgert aus dem Studium der Hartree-Fock-Bogoliubov-Minima, daß ^{50}Ti, ^{52}Cr und ^{54}Fe fast sphärisch sind. Die Korrekturen wurden entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 3.1 berechnet. Für die Korrektur der Typen 1), 2) und 3) ergibt sich (s. Formel (1'), S. 13):

1) $\Delta E(2,0) = E_{exp}(^{52}Cr_{g.s.}) - E_{PVM}(^{52}Cr_{g.s.}) = +(2.1 \pm 0.1)\,MeV$

2) $\Delta E(0,2) = E_{exp}(^{60}Ni_{g.s.}) - E_{PVM}(^{60}Ni_{g.s.}) = +(2.1 \pm 0.1)\,MeV$

3) $\Delta E(1,1) = E_{exp}(^{56}Ni_{g.s.}) - E_{PVM}(^{56}Ni_{g.s.}) = -(1.5 \mp 0.1)\,MeV$

Der Wert für $\Delta E(1,1)$ ist dabei der isoskalare Anteil der Wechselwirkung zwischen verschiedenen Quanten. Der Isovektoranteil, dessen Stärke der Parameter C mißt, wurde entsprechend Bohr und Mottelson[63] gewählt. Für die Kerne ^{56}Ni, ^{54}Fe und ^{52}Cr wurden die Werte C = 32,42 und 45 MeV verwendet. Die Tatsache der Notwendigkeit verschiedener Werte zeigt ebenfalls die Anwesenheit von Effekten höherer Ordnung.

Aus Tabelle 14 und Abb. 15 geht folgendes hervor:

1. Das harmonische Modell stellt bereits eine relativ gute Näherung dar.
2. Die auf Anharmonizitäten korrigierten Daten bewirken eine sehr gute Übereinstimmung des Modells mit dem Experiment.
3. Die Isospin-Abhängigkeit wird von Formel (4) gut wiedergegeben.
4. Für die Isotope ^{52}Fe und ^{50}Cr, deren n_r-Paare zu minimalem statt maximalem Isospin t_r gekoppelt sind, zeigen eine ganz andere Abhängigkeit der totalen Grundzustandsenergie von der Masse (s.a. Abschnitt 6.2).

Es wird deutlich, daß einige Annahmen zum harmonischen Modell nicht richtig sind, die Grundidee aber wird bestens bestätigt. Im übrigen liegen die Verhältnisse in der Bleigegend ganz ähnlich. Die Anharmonizitätsbeiträge sind in Richtung und Größenordnung dieselben[65].

Ein weiterer scharfer Test ist die Überprüfung der Auswahlregeln $\Delta n_r = \pm 1$, $\Delta n_a = 0$ oder $\Delta n_r = 0$, $\Delta n_a = \pm 1$ des harmonischen Modells. Sie sind im anharmonischen PVM nicht mehr streng erfüllt, so daß Zustände des Typs $(n_r, n_a) \longrightarrow (n_r + 2, n_a + 1)$ bevölkert werden können. Die Daten von Winsborrow[5] lassen ein Niveau im ^{60}Zn erkennen, das bei etwa der richtigen Energie für den (1,3)-Zustand liegt, obwohl eine L = 0 Verteilung nicht gesichert ist. Er wird mit (15 ± 5)% der Grundzustandsstärke bevölkert.

6.5 Weitere 0^+-Zustände

Fast die gesamte 0^+-Stärke kann im Rahmen des PVM beschrieben werden. Nicht erklärbar sind nur sehr wenige Zustände. Das sind z.B. der 3.95 MeV und 5.01 MeV Zustand im ^{56}Ni, der 4.16 MeV Zustand im ^{52}Fe usw. Es handelt sich dabei um relativ stark angeregte Zustände, die einer Deutung bedürfen. Suherio[37] hat Fe- und Ni-Isotope mit (p,t) untersucht und einige tiefliegende 0^+-Zustände gefunden. Die in seiner Arbeit durchgeführten Rechnungen zeigen gute Übereinstimmung, wenn man für diese Zustände 4T-nL- bzw. 4L-nT-Konfigurationen annimmt. Er folgt damit einem Vorschlag von Bohr[1], der für den 5.01 MeV Zustand im ^{56}Ni eine 4T-4L-Konfiguration vorschlägt. Es besteht die Vermutung, daß auch die anderen ähnlich tief liegenden 0^+-Zustände auf derartige Konfigurationen zurückzuführen sind. Für den noch tieferliegenden 0^+-Zustand bei 3.95 MeV im ^{56}Ni gibt es allerdings bis heute keine Erklärung.

6.6 Übergangsstärken und Deformationsparameter für 2^+-Zustände

Ein Effekt, der scheinbar mit dem Thema dieser Arbeit relativ wenig zu tun hat, soll Gegenstand einer kurzen Diskussion sein.

Vergleicht man die Übergangsstärken in (τ,n) zum 0^+-Grundzustand und zum ersten angeregten 2^+-Zustand, so erkennt man zweifelsfrei

eine Korrelation dieser Verhältnisse mit den B(E2)-Werten[66] (Tabelle 15). Diese Tatsache ist an sich schon interessant genug, als sie die Rolle der Paarungskraft bei der Interpretation der sogenannten Vibrationsniveaus in sphärischen Kernen unterstreicht. Noch wesentlich eindrucksvoller ist der Vergleich mit dem Deformationsparameter β_2 (Tabelle 15).

Tabelle 15: Vergleich der Übergangsstärken zum ersten angeregten 2^+-Zustand mit B(E2)-Werten und dem Deformationsparameter β_2 für verschiedene Kerne.

ENDKERN	$\frac{\sigma(2^+)}{\sigma(0^+)}$	$B(E2)^{a)}$ $[10^{-31}\,cm^4]$	$\beta_2^{a)} / \frac{\sigma(2^+)}{\sigma(0^+)}$
^{50}Cr	0.86 ± .17	120 ± 8	$1^{b)}$
^{52}Cr	0.65 ± .09	67 ± 7	0.98
^{54}Fe	0.50 ± .07	51 ± 5	1.00
^{56}Ni	0.65 ± .08	70 ± $20^{c)}$	1.03

a) Ref. 66)
b) normiert
c) extrapoliert

Mir ist keine Theorie bekannt, die eine Aussage über diese Verknüpfung trifft. Diese Eigenschaft der Übergangsstärke erscheint qualitativ verständlich, da der kollektive Charakter dieser Zustände bekannt ist. Eine quantitative Beschreibung wäre jedoch sehr wünschenswert.

6.7 Schlußfolgerung

Ein erstes Ergebnis dieser Arbeit ist die Tatsache, daß sich die (τ,n)-Reaktion an mittelschweren Kernen bei einer Einschußenergie von 13 MeV unter der Annahme eines direkten Reaktionsmechanismus beschreiben läßt.

Es zeigte sich weiterhin in dieser Arbeit, daß die wesentliche Übergangsstärke der (τ,n)-Reaktion zu 0^+-Zuständen der hier untersuchten Kerne im Rahmen des Paarungsvibrationsmodells beschrieben werden kann. Ganz entscheidend ist allerdings, daß die Wechselwirkung zwischen den Phononen des Modells nicht vernachlässigt wird.

Weiterhin wurde hier gezeigt, daß die Einbeziehung dieser Anharmonizitäten in Form einer empirischen Zweikörperwechselwirkung zu einer ausgezeichneten Beschreibung der Grundzustandsenergien von Kernen um ^{56}Ni führt. Die energetische Lage von angeregten 0^+-Niveaus wird durch die Wechselwirkung ebenfalls sehr gut reproduziert.

Für ein besseres Verständnis der übrigen Zustände wären ausführliche Schalenmodellrechnungen wünschenswert, damit ein Vergleich mit dem sehr umfangreichen Material dieser Arbeit über die bisher wenig bekannten Zwei-Protonenzustände der behandelten Kerne möglich wird.

7. Literaturverzeichnis

1) A. Bohr, Symposium on Nuclear Structure, Dubna (IAEA, Wien, 1968).
2) O. Nathan, ibid
3) T.J. Mulligan et al., Phys. Rev. C 6 (1972) 1802.
4) B. Sørensen, Nucl. Phys. A 134 (1969) 1
B. Sørensen, Nucl. Phys. A 177 (1971) 465
J.B. Ball und R.L. Auble, Phys. Rev. C 4 (1971) 196.
5) R.P.J. Winsborrow und B.E.F. Macefield, Nucl. Phys. A 182 (1972) 481.
6) D. Evers et al., Nucl. Phys. A 198 (1972) 268.
7) R. Bass et al., Symposium on Two-Nucleon Transfer and Pairing Excitations, Argonne, Illinois, 20., 21. März 1972.
8) W.P. Alford et al., Phys. Lett. 42 B (1972) 60 und private Mitteilung
9) B.F. Bayman et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1299.
10) I.S. Towner und J.C. Hardy, Advances in Physics 19, 401.
11) D.R. Bès et al., Nucl. Phys. A 199 (1973) 193.
12) D. Hilscher und D. Renner, Jahresbericht 1971, HMI-Berlin.
13) J.H. Towle et al., Nucl. Instr. Meth. 62 (1968) 77.
14) K. Grabisch, Diplomarbeit, HMI-P Berlin (1967).
15) R. Michaelsen, Diplomarbeit, HMI-P Berlin (1967).
16) W. Busse et al., Jahresbericht 1972, HMI-Berlin.
17) H. Kluge, Diplomarbeit, FU-Berlin (1971).
18) N.K. Glendenning, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 191
Phys. Rev. 103 (1965) B 102.
19) F. Sichelschmidt, Dissertation, HMI-P Berlin (1970).
20) P.D. Kunz, University of Colorado.
21) B.F. Bayman und A. Kallio, Phys. Rev. 156 (1967) 1121.
22) S. Yoshida, Nucl. Phys. 33 (1962) 685.
23) J. Rapaport, Phys. Rev. C 5 (1972) 453.
24) E.R. Flynn und O. Hansen, Phys. Lett. 31 B (1970) 135.
25) R.J. Ascuitto et al., Nucl. Phys. A 183 (1972) 60.
26) C.H. King et al., Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 71.

27) R.J. Ascuitto und N. Glendenning,
Phys. Rev. C 2 (1970) 1260.
28) J. Bang und S. Wollesen, Phys. Lett. 33 B (1970) 395.
29) F.D. Becchetti und G.W. Greenlees,
University of Minnesota 1969, 116.
30) F.D. Becchetti und G.W. Greenlees,
Phys. Rev. 182 (1969) 1190.
31) R.M. Delvecchio und W.W. Daehnick,
Phys. Rev. C 6 (1972) 2095.
32) B.F. Bayman, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 1768.
33) G. Bruge und R.F. Leonard, Phys. Rev. C 2 (1970) 2200.
34) W.G. Davies et al., Phys. Lett. 27 B (1968) 363.
35) P. Schneider et al., Zeitschrift f. Physik 253 (1972) 309.
36) Nuclear Data Sheets.
37) T. Suehiro et al., Phys. Lett. 33 B (1970) 468.
38) W. Kreische et al., Phys. Lett. 29 B (1969) 170.
39) G. Bassani et al., Phys. Rev. 136 (1964) B 1006.
40) G.T. Garvey et al., Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 726.
41) J.B. Viano et al., Phys. Lett. 34 B (1971) 397.
42) R.F. Casten et al., Phys. Rev. C 4 (1971) 130.
43) R. Chapman et al., Nucl. Phys. A 119 (1968) 305.
44) C.A. Whitten et al., Phys. Rev. 156 (1967) 1228.
45) D.D. Armstrong und A.G. Blair,
Phys. Rev. 140 (1965) B 1226.
46) N. Auerbach, Phys. Lett. 24 B (1967) 260.
47) H.W. Baer et al., Phys. Lett. 35 B (1971) 395.
48) J.D. McCullen et al., Phys. Rev. 134 (1964) B 515.
49) J.C. Hardy et al., Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1439.
50) R. Sherr, Phys. Lett. 24 B (1967) 321.
51) J. Rapaport et al., Nucl. Phys. A 109 (1968) 657.
52) O. Hansen et al., Nucl. Phys. A 167 (1971) 1
J.D. Garrett und O. Hansen, Nucl. Phys. A 212 (1973) 600.
53) T. Caldwell et al., Nucl. Phys. A 202 (1973) 225.
54) T. Caldwell et al., Nucl. Phys. A 175 (1971) 31.
55) J.W. Smith et al., Phys. Rev. C 7 (1973) 1099.
56) S.B. Ball und J.S. Larsen,
Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1014.

57) S.S.M. Wong und W.G. Davies, Phys. Lett. 28 B (1968) 77.
58) T.T.S. Kuo und G.E. Brown, Nucl. Phys. A 114 (1968) 241.
59) A. Jaffrin, Phys. Lett. 32 B (1970) 448.
60) S. Pittel, Phys. Lett. 33 B (1970) 158.
61) G. Oberlechner und J. Richert,
Phys. Lett. 34 B (1971) 174 und
Nucl. Phys. A 191 (1972) 577.
62) O. Hansen und O. Nathan, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 1810.
63) A. Bohr und B. Mottelson,
Nuclear Structure, Band 1 (Benjamin, NY, 1969).
64) J.K. Parikh, Phys. Rev., C 6 (1972) 2177.
65) E.R. Flynn et al., Phys. Lett. 41 B (1972) 397.
66) P.H. Stelson und L. Grodzins, Nucl. Data 1 (1965) 21.
67) R.R. Betts et al., Nucl. Phys. A 182 (1972) 69.
68) T. Caldwell et al., Nucl. Phys. A 198 (1972) 529.

Diese Arbeit wurde im Bereich Kern- und Strahlenphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin GmbH unter der Leitung von Prof. Dr. K. H. Lindenberger durchgeführt. Herrn Prof. Lindenberger danke ich für die guten Arbeitsbedingungen am Institut.

Die Herren Dr. W. Bohne, J. Bommer, Dr. W. Busse, Dr. B. Efken, Prof. Dr. E. Finckh, Dr. H. Fuchs, Dr. K. Grabisch, Dr. D. Hilscher, Dr. H. Homeyer, Dr. U. Jahnke, Dr. T. G. Masterson und Dr. H. Morgenstern halfen mir bei der Durchführung der Messungen.

Von ihnen, insbesondere von den Herren Dr. H. Fuchs, Dr. K. Grabisch und Dr. D. Hilscher erhielt ich wertvolle Anregungen durch Diskussionen.

Herr D. Renner und seine Mitarbeiter sorgten für einen betriebsbereiten Beschleuniger, Frl. I. Lang fertigte die grafischen Darstellungen an und Herr K. Franke stellte die Targets her.

Ihnen allen sei aufrichtig gedankt.

Lebenslauf

Am 11. Dezember 1946 wurde ich als Sohn des Ingenieurs Friedrich Kluge und seiner Ehefrau Edith, geb. Kodran in Berlin geboren. Nach einer dreijährigen Grundschulzeit in Berlin besuchte ich zwei Jahre das "Colégio Cruzeiro" in Rio de Janeiro, Brasilien; sechs Jahre das "Colégio Visconde de Porto Seguro" in São Paulo, Brasilien und legte nach zweijährigem Besuch eines mathematisch-naturwissenschaftlichen Zweigs im März 1966 in Berlin die Reifeprüfung ab.

Vom Sommersemester 1966 an studierte ich Physik an der Freien Universität Berlin, bestand im Juli 1968 die Prüfung zum Vordiplom der Physik und begann im August 1969 unter der Leitung von Professor Dr. K.H. Lindenberger im Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung Berlin meine Diplomarbeit über das Thema "Untersuchung von Zuständen der Kerne ^{93}Tc und ^{95}Tc mit den Reaktionen ^{92}Mo(d,n)^{93}Tc und ^{94}Mo(d,n)^{95}Tc". Im April 1971 legte ich die Diplomprüfung an der Freien Universität Berlin ab und begann anschließend mit der Anfertigung meiner Dissertation.

Von Mai 1971 bis März 1973 war ich als wissenschaftlicher Angestellter an dem Forschungsvorhaben "Demonstrationsmodell eines rechnergeführten Flugzeitexperiments" des BMBW beteiligt. Seit April 1973 bin ich wissenschaftlicher Angestellter im Bereich Kern- und Strahlenphysik des HMI. Dort war ich vorzugsweise mit Untersuchungen von Transferreaktionen an leichten und mittelschweren Kernen beschäftigt. Außerdem nahm ich an Spinrotationsexperimenten und Messungen zum Channeling- und Blockingeffekt teil. Weiterhin widmete ich mich dem Ausbau der rechnerunterstützten Meßtechnik in Zusammenarbeit mit dem Bereich Datenverarbeitung und Elektronik des HMI.